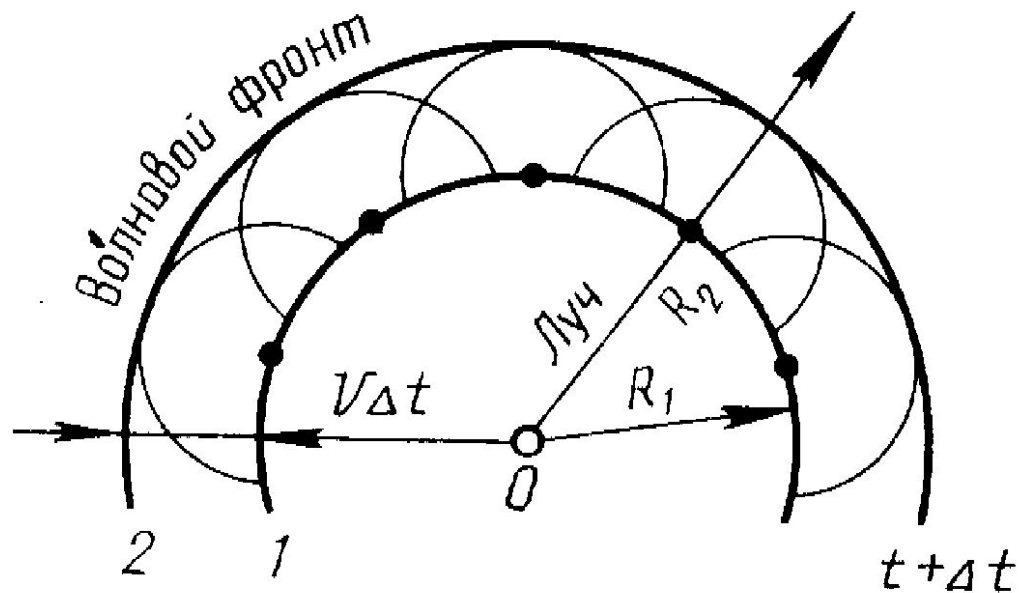


Волновая оптика



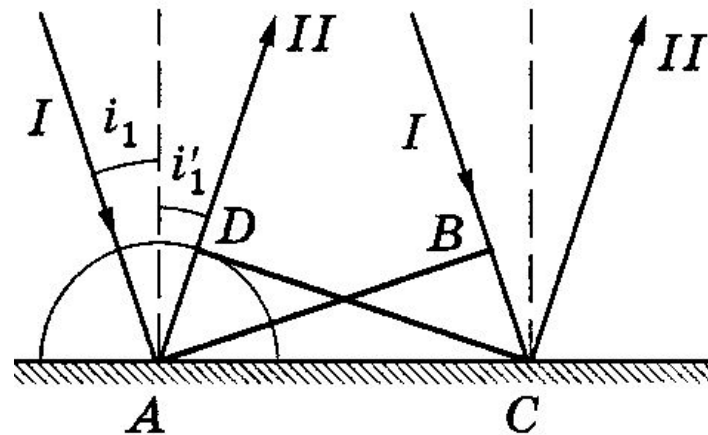
Волновая оптика - раздел оптики, изучающий совокупность явлений, в которых проявляется волновая природа света.

Принцип Гюйгенса - каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени (волновой фронт — геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t). Этот принцип — основа в



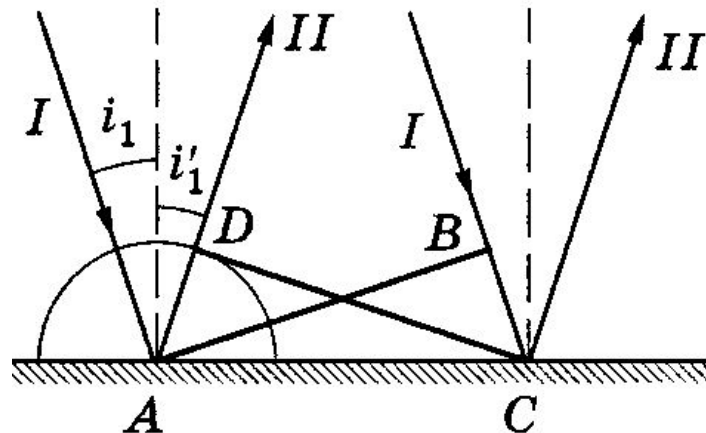
Закон отражения

На границу раздела двух сред падает плоская волна (фронт волны — плоскость АВ), распространяющаяся вдоль направления I . Когда фронт волны достигнет отражающей поверхности в точке А, эта точка начнет излучать вторичную волну. Для прохождения волной расстояния ВС требуется время $\Delta t = BC/v$.



Закон отражения

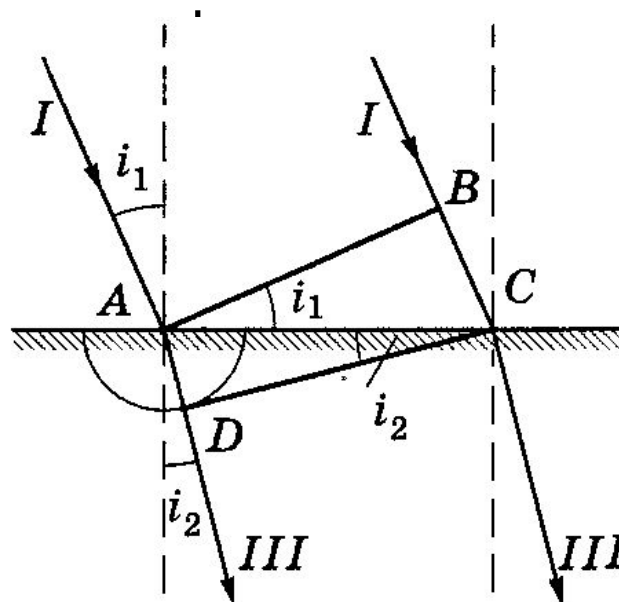
За это же время фронт вторичной волны достигнет точек полусферы, радиус AD которой равен $v\Delta t = BC$. Положение фронта отраженной волны в этот момент времени в соответствии с принципом Гюйгенса задается плоскостью DC , а направление распространения этой волны — лучом II . Из равенства треугольников ABC и ADC вытекает закон отражения: угол отражения i_1' равен углу падения i_1 .



Закон преломления

Плоская волна (фронт волны — плоскость AB), распространяющаяся в вакууме вдоль направления I со скоростью света c , падает на границу раздела со средой, в которой скорость ее распространения равна v .

Если время, затрачиваемое волной для прохождения пути BC , равно Δt , то $BC = c \Delta t$. За это же время фронт волны, возбуждаемый точкой A в среде со скоростью v , достигнет точки D , от которой $AD = v \Delta t$.



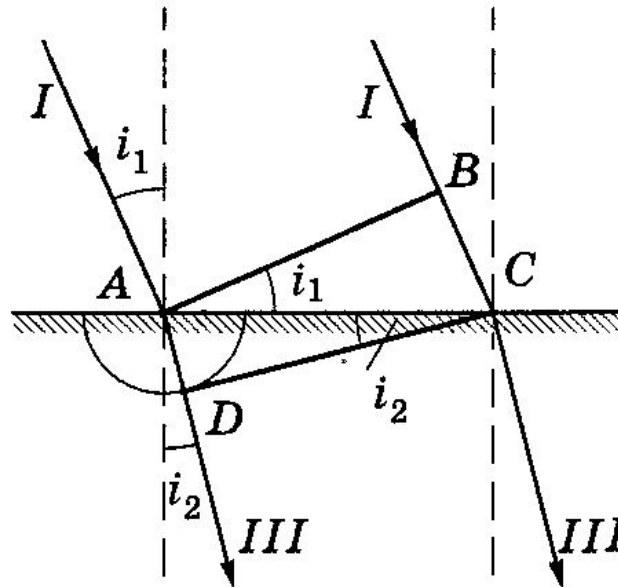
Закон преломления

За это же время фронт волны, возбуждаемый точкой A в среде со скоростью v , достигнет точек полусферы, радиус которой $AD = v\Delta t$. Положение фронта преломленной волны в этот момент времени в соответствии с принципом Гюйгенса задается плоскостью DC , а направление ее распространения — лучом III . Из рисунка следует, что

$$AC = \frac{BC}{\sin i_1} = \frac{AD}{\sin i_2}, \text{ т. е. } \frac{c\Delta t}{\sin i_1} = \frac{v\Delta t}{\sin i_2},$$

откуда закон преломления

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{v} = n.$$



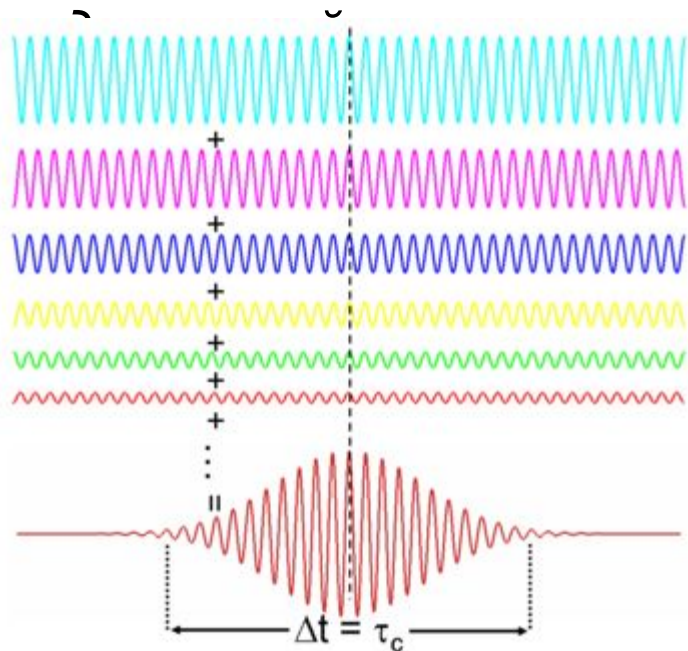
Когерентность

Когерентностью называется скоррелированность (согласованность) нескольких колебательных или волновых процессов во времени, проявляющаяся при их сложении.

Колебания когерентны, если разность их фаз постоянна во времени и при сложении колебаний получается колебание той же частоты.

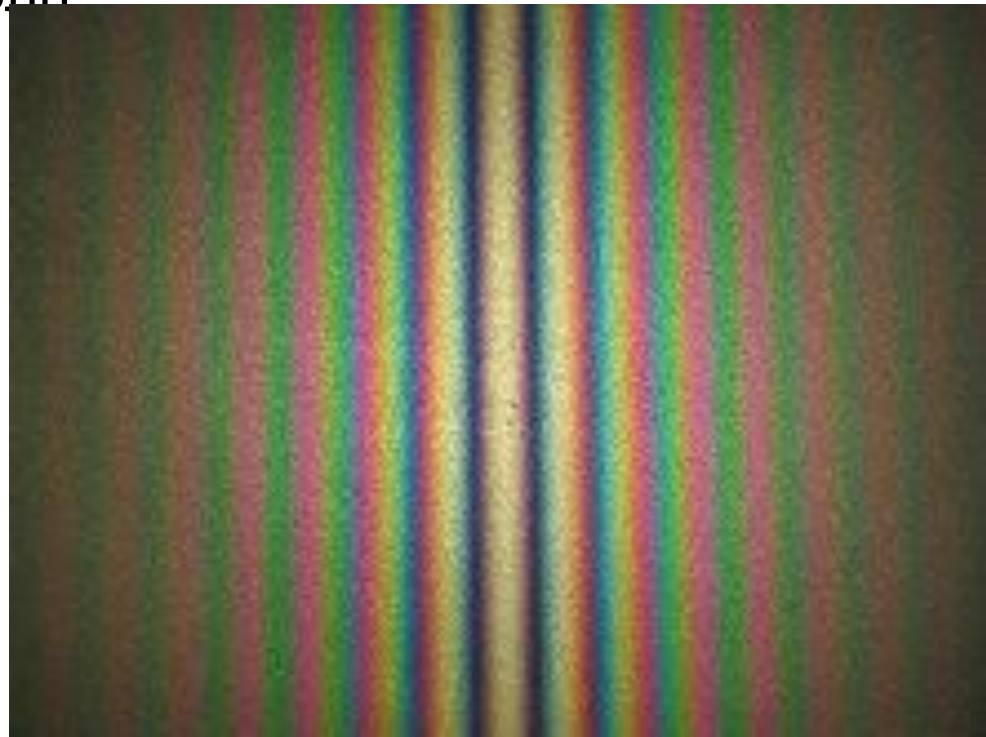
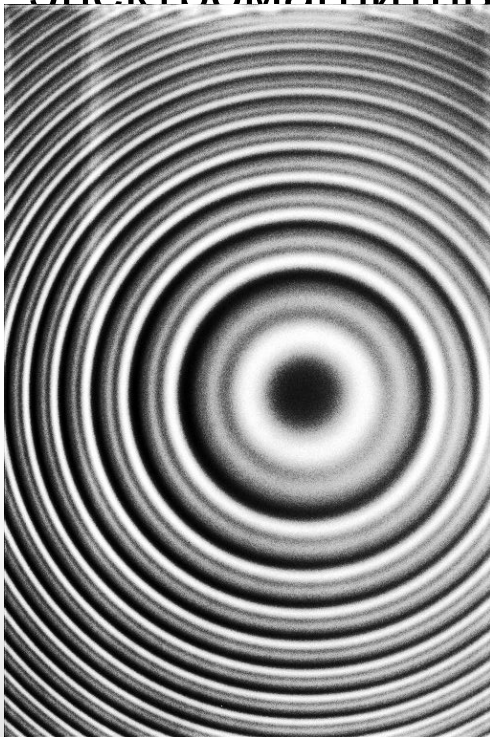
Классический пример двух когерентных колебаний — это два синусоидальных колебания частоты.

Когерентность волны означает, что в различных пространственных точках волны осцилляции происходят синхронно, то есть **разность фаз между двумя точками не зависит от времени.**



ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СВЕТА

Интерференция света - частный случай общего явления интерференции волн, заключающийся в пространственном перераспределении энергии светового излучения при суперпозиции когерентных электромагнитных волн

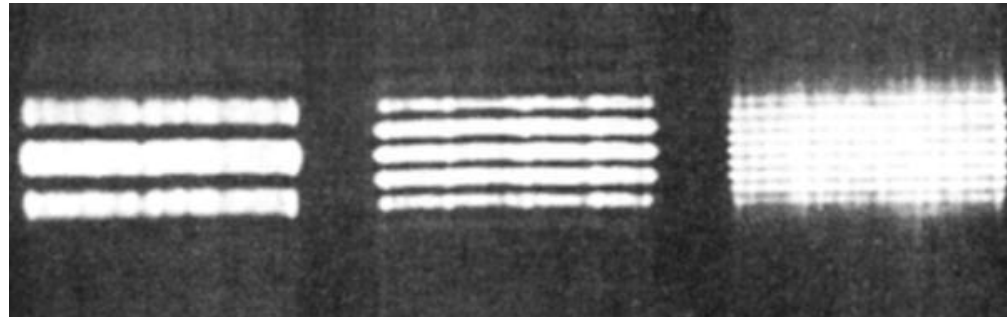


Складываемые монохроматические световые волны (векторы напряженностей электрического поля волн E_1 и E_2) в точке наблюдения **совершают колебания вдоль одной прямой.**

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \varphi_1),$$
$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \varphi_2)$$

Амплитуда результирующего колебания в рассматриваемой точке.

$$E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$



Интенсивность результирующей волны

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Интенсивность в случае синфазных колебаний (фазы φ_1 и φ_2 одинаковы или отличаются на четное число π)

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$$

Интенсивность в случае противофазных колебаний (фазы φ_1 и φ_2 отличаются на нечетное число π)

$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$$

Оптическая длина пути между двумя точками среды — расстояние, на которое свет (оптическое излучение) распространился бы в вакууме за время его прохождения между этими точками

$$L = ns$$

Оптическая разность хода - разность между оптическими длинами путей, по которым проходит свет

$$\Delta = L_2 - L_1$$

Разность фаз двух когерентных световых волн (δ)

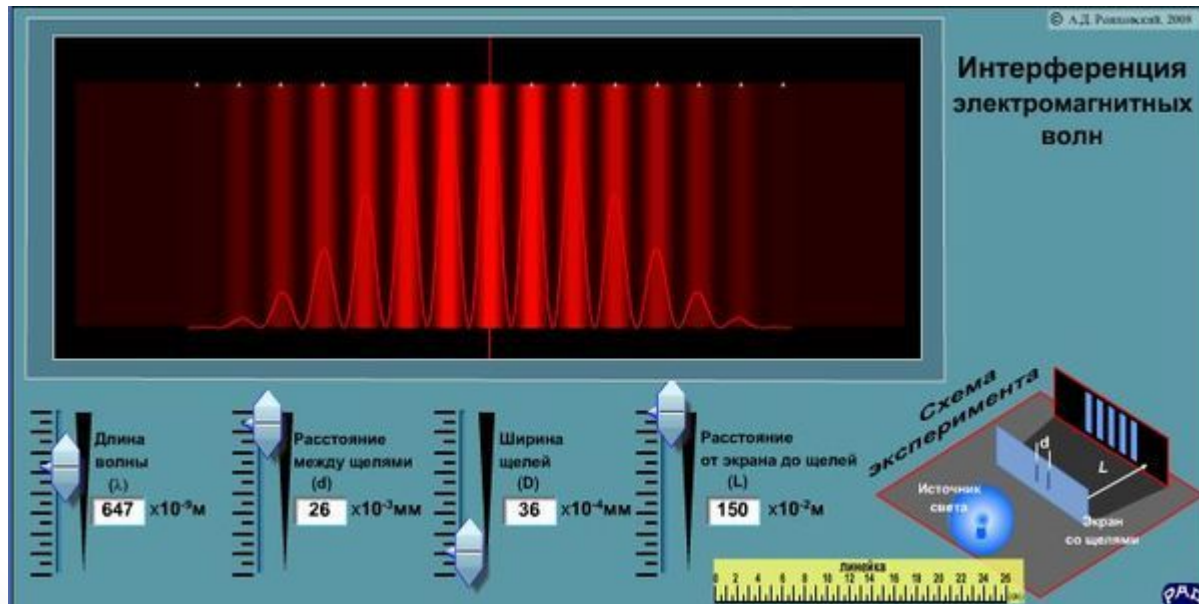
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1)$$

Связь между разностью фаз δ и оптической разностью хода Δ .

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

Условия интерференционных максимумов и минимумов

Δ	δ	Результат
$\Delta = \pm m\lambda_0$ $(m = 0, 1, 2, \dots)$	$\delta = \pm 2m\pi$	Максимум (колебания, возбуждаемые в точке, совершаются в одинаковой фазе)
$\Delta = \pm (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}$ $(m = 0, 1, 2, \dots)$	$\delta = \pm (2m + 1)\pi$	Минимум (колебания, возбуждаемые в точке, совершаются в противофазе)

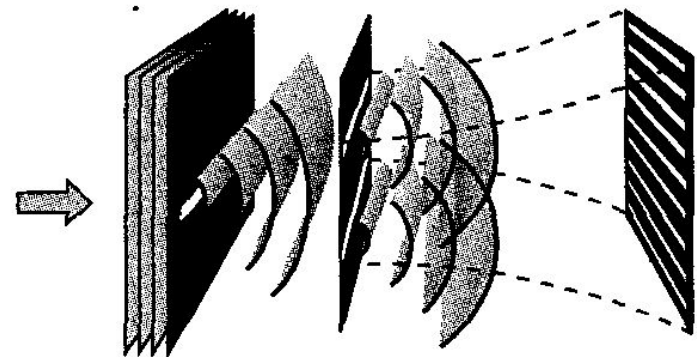
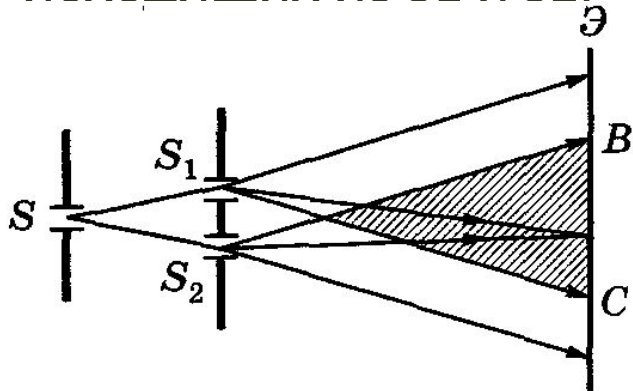


ПОЛУЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ПУЧКОВ

ДЕЛЕНИЕМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Метод Юнга

Роль вторичных когерентных источников S_1 и S_2 играют две узкие щели, освещаемые одним источником малого углового размера, а в более поздних опытах свет пропускаться через узкую щель S , равноудаленную от двух других щелей. Интерференционная картина наблюдается в области перекрытия световых пучков, исходящих из S_1 и S_2 .



Зеркала Френеля

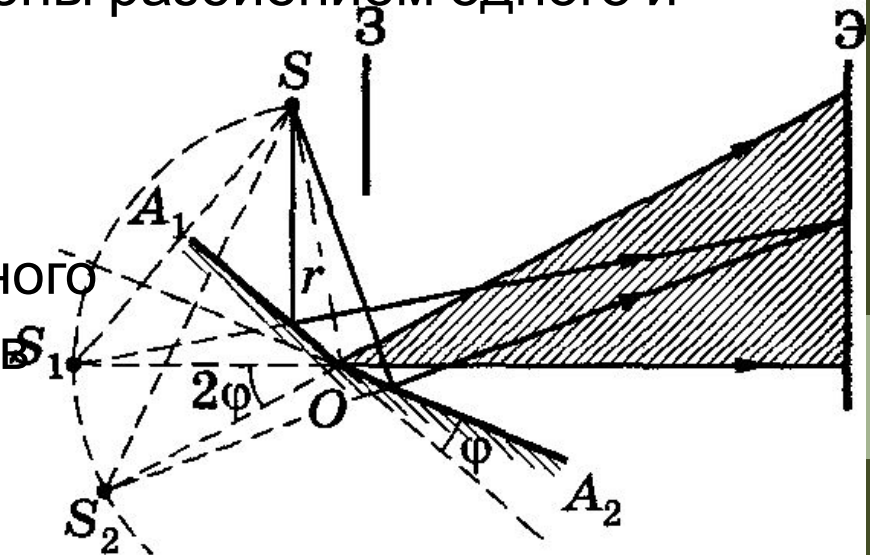
Свет от источника S падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных друг относительно друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° (угол φ мал).

Источник и его изображения S_1 и S_2 (угловое расстояние между ними равно 2φ) лежат на одной и той же окружности радиуса r с центром в O (точка соприкосновения зеркал).

Световые пучки, отражаясь от зеркал, образуют два мнимых

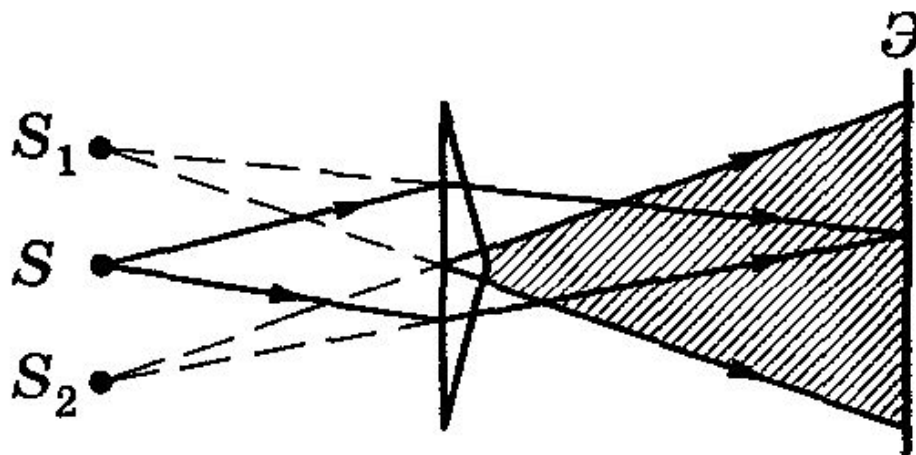
изображения источника S_1 и S_2 , которые действуют как когерентные источники (получены разбиением одного и того же волнового фронта, исходящего из S).

Интерференционная картина наблюдается в области взаимного перекрытия отраженных пучков S_1 (экран \mathcal{E} защищен от прямого попадания света заслонкой \mathcal{Z}).



Бипризма Френеля

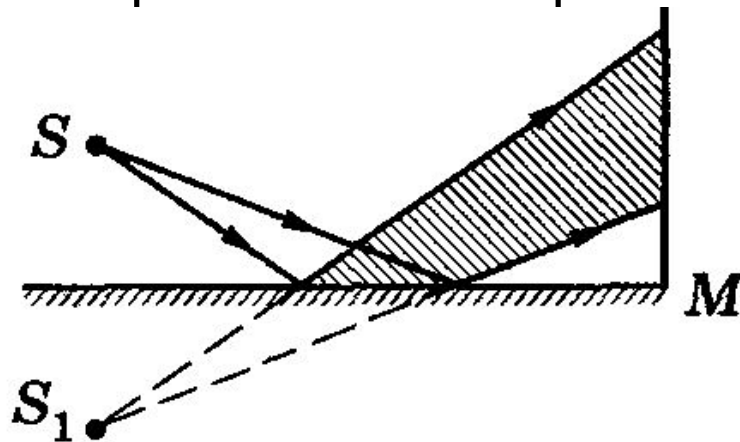
Образуется двумя одинаковыми сложенными основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от точечного источника S преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся когерентными. В заштрихованной на рисунке области — области пересечения преломленных фронтов — наблюдается интерференция



Зеркало Ллойда

Точечный источник S находится на очень близком расстоянии к поверхности плоского зеркала M , поэтому свет отражается зеркалом под углом, близким к скользющему.

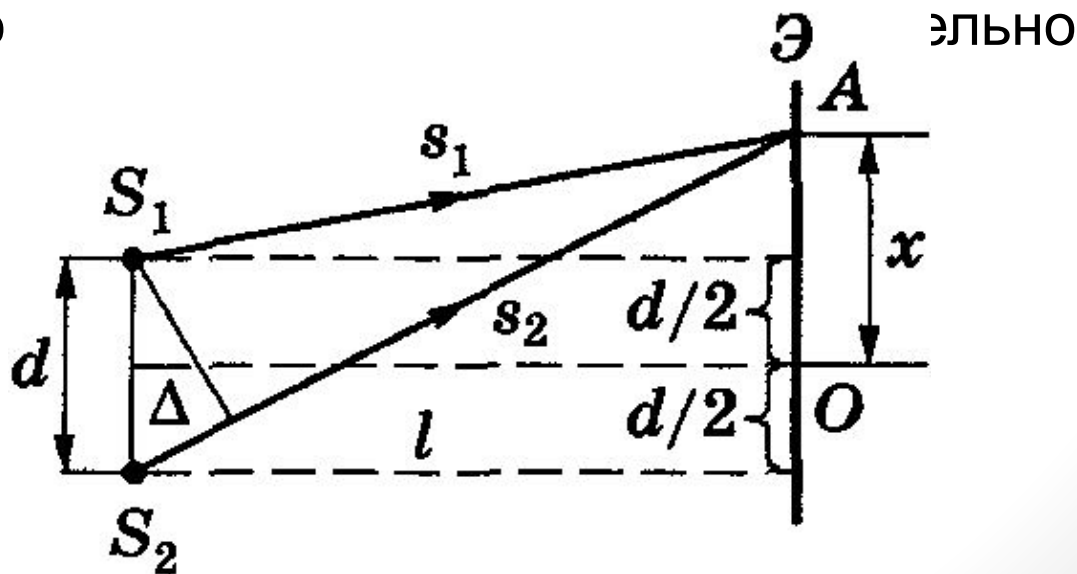
Когерентными источниками служат первичный источник S и его мнимое изображение S_1 в зеркале.



Интерференционная картина от двух когерентных источников

Две узкие щели S_1 и S_2 расположены близко друг к другу и являются когерентными источниками — реальными или мнимыми изображениями источника в какой-то оптической

системе. Результат интерференции — в некоторой точке A экрана, параллельного обеим щелям и расположенного от них на расстоянии l ($l \gg d$). Начало отсчета выбрано щелей.



Оптическая разность хода (см. построение и $l \gg d$).

$$\Delta = \frac{xd}{l}$$

Максимумы интенсивности (учтено условие интерференционного максимума)

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0$$
$$(m = 0, 1, 2, \dots)$$

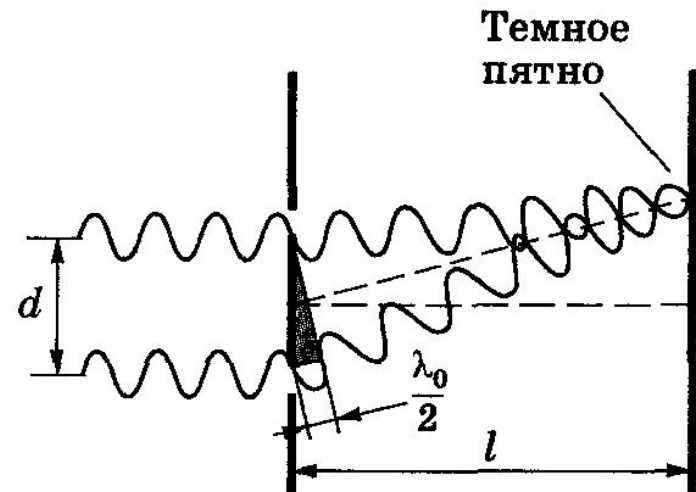
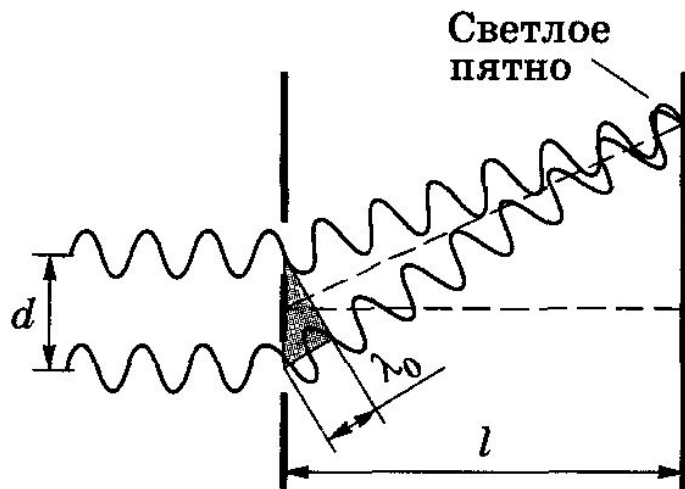
Минимумы интенсивности (учтено условие интерференционного минимума).

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0$$
$$(m = 0, 1, 2, \dots)$$

Ширина интерференционной полосы (расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами)).

$$b = \frac{l}{d} \lambda_0$$

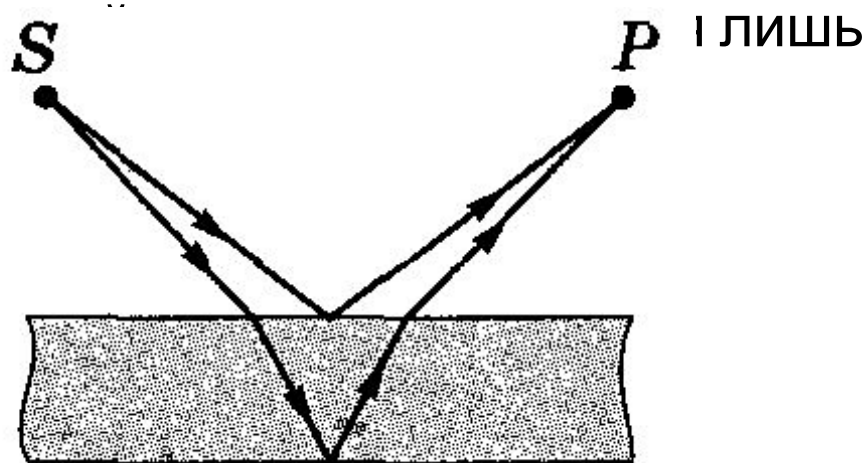
Возникновение максимумов и минимумов интерференции с точки зрения волновой теории



ПОЛУЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ПУЧКОВ ДЕЛЕНИЕМ АМПЛИТУДЫ

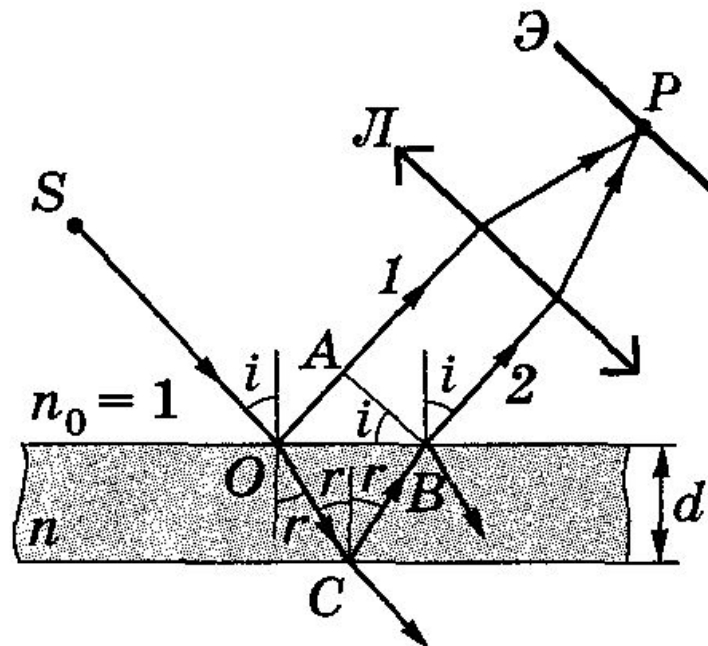
Монохроматический свет от точечного источника S , падая на тонкую прозрачную плоскопараллельную пластинку (см. рисунок), отражается двумя поверхностями этой пластинки: верхней и нижней. В любую точку P , находящуюся с той же стороны пластинки, что и S , приходят два луча, которые дают интерференционную картину. На пластинке происходит деление амплитуды, поскольку

фронты волн
направление



Интерференция от плоскопараллельной пластинки

Лучи 1 и 2, идущие от S к P (точка P на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы), порождены одним падающим лучом и после отражения от верхней и нижней поверхностей пластинки параллельны друг другу. Если оптическая разность хода лучей 1 и 2 мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны, то они когерентны, а интерференционная картина определяется оптической разностью хода между интерферирующими луч



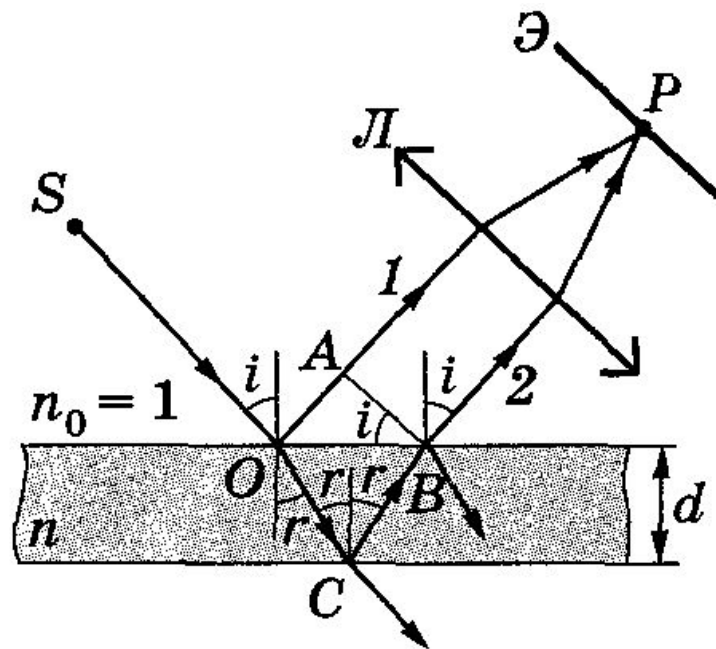
Оптическая разность хода между
интерферирующими лучами от точки O до плоскости
 ΔD

$$\Delta = n(|OC| + |CB|) - |OA| \pm \frac{\lambda_0}{2},$$

$$|OC| = |CB| = \frac{d}{\cos r},$$

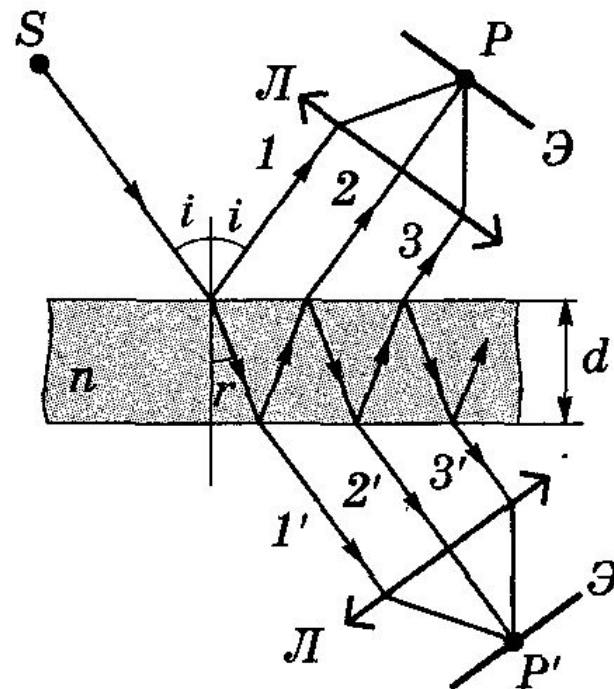
$$n(|OC| + |CB|) = \frac{2nd}{\cos r},$$

$$|OA| = |OB| \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i.$$



$$\Delta = 2dn \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}$$

Максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем, и наоборот (оптическая разность хода для проходящего и отраженного света отличается на $\lambda_0/2$).



*Оптическая
разность
хода*

*Наблюдение
в отраженном
свете (точка P)*

*Наблюдение
в проходящем
свете (точка P')*

$$2dn \cos r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

max

$$\left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0$$

max

$$(2m + 1)\lambda_0$$

min

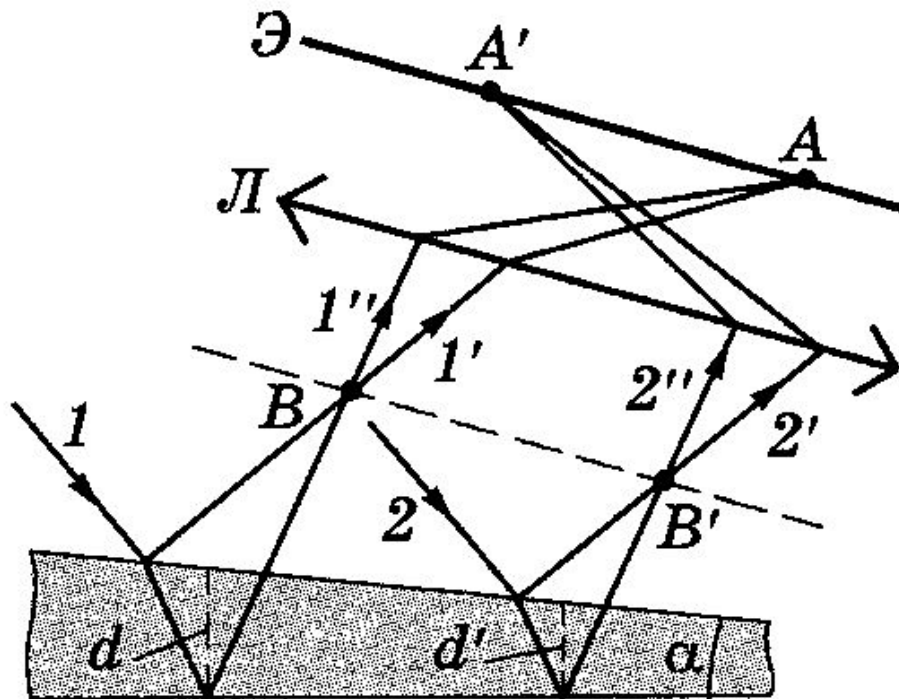
$$(2m + 1)\lambda_0$$

min

$$\left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0$$

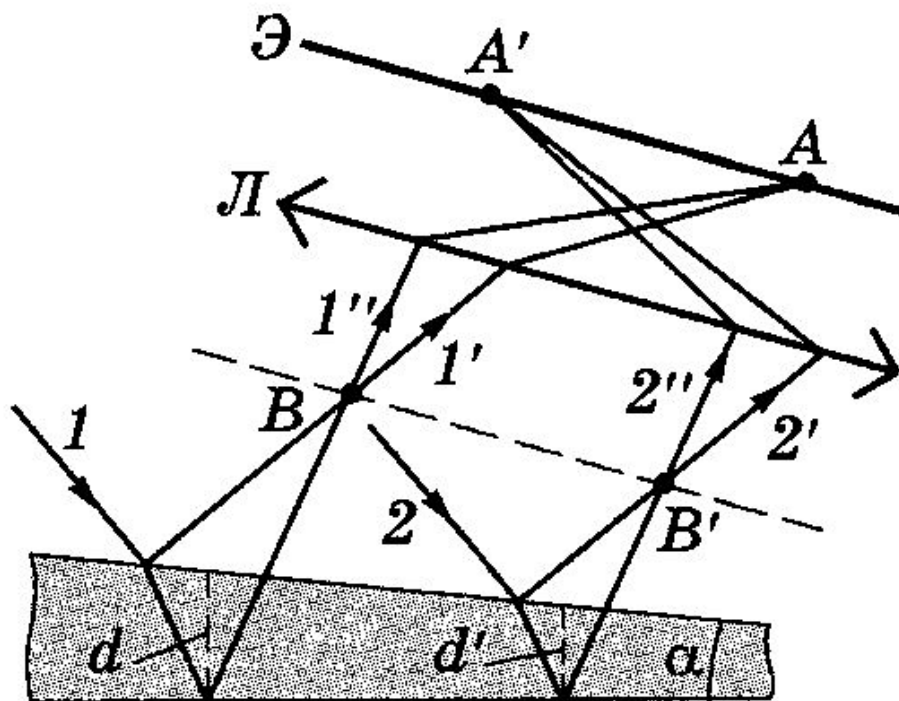
Интерференция от пластинки переменной толщины

На клин (угол α между боковыми гранями мал) падает плоская волна (пусть направление ее распространения совпадает с параллельными лучами 1 и 2). При определенном взаимном положении клина и линзы лучи 1' и 1'', отразившиеся от верхней и нижней поверхности клина, пересекутся в некоторой точке А, являющейся изображением точки В. Так как лучи 1' и 1'' когерентны, то они будут интерферировать.



Лучи $2'$ и $2''$, образовавшиеся при делении луча 2 , падающего в другую точку клина, собираются линзой в точке A' . Оптическая разность хода уже определяется толщиной d' . На экране возникает система интерференционных полос. Если источник расположен далеко от поверхности клина, а угол α ничтожно мал, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами достаточно точно вычисляется по формуле для плоскопараллельной

КОСЯК



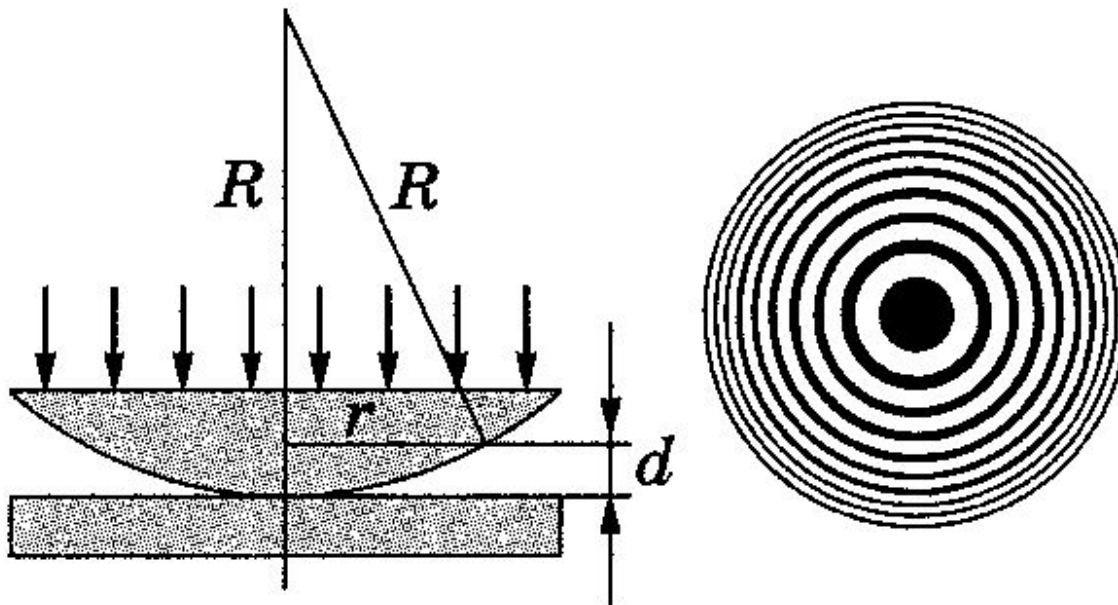
Кольца Ньютона

Наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластинкой и

соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны.

Параллельный пучок света падает на плоскую поверхность линзы нормально; полосы равной толщины имеют вид

концент



Оптическая разность хода

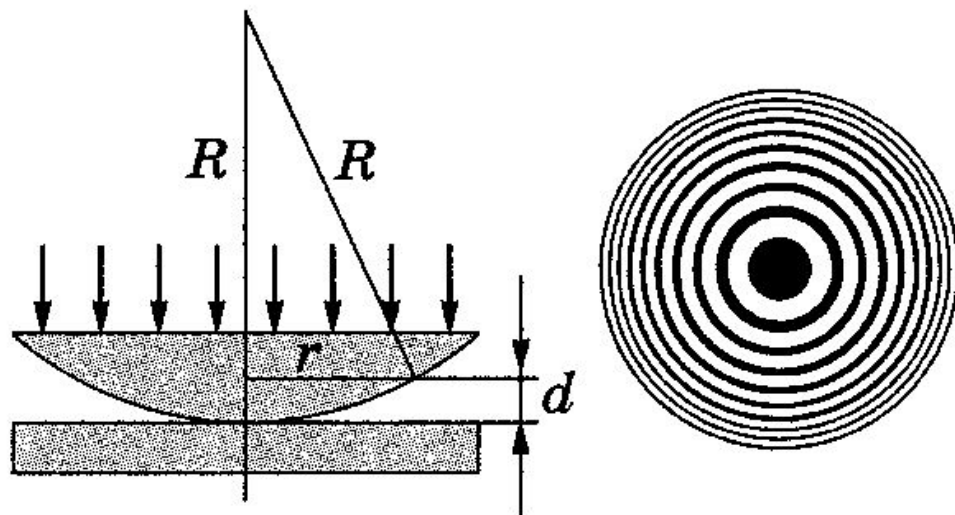
$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}, \quad \Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}$$

Радиус m -го светлого кольца

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)(\lambda_0 R)} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

Радиус m -го темного кольца

$$r_m^* = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

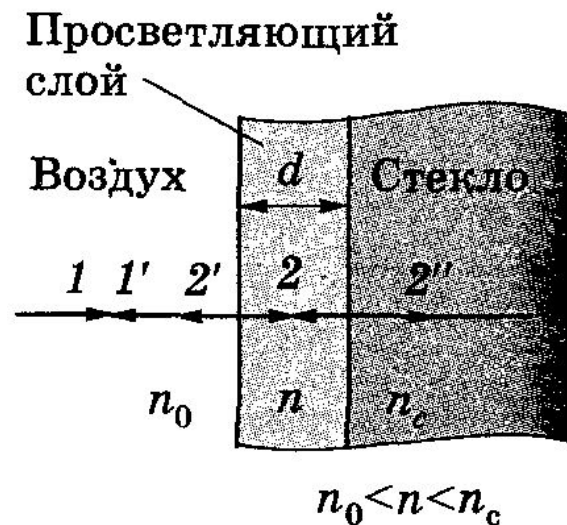


НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Просветление оптики

Это сведение к минимуму коэффициентов отражения поверхностей оптических систем путем нанесения на них прозрачных пленок, толщина которых соизмерима с длиной волны оптического излучения.

Толщину пленки d и показатели преломления пленки (n) и стекла (n_c) подбирают так, чтобы интерферирующие лучи $1'$ и $2'$ гасили друг друга.



ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

Оптические приборы, с помощью которых можно пространственно разделить пучок света на два или большее число когерентных пучков и создать между ними определенную разность хода. Сведя эти пучки вместе, наблюдают интерференцию.

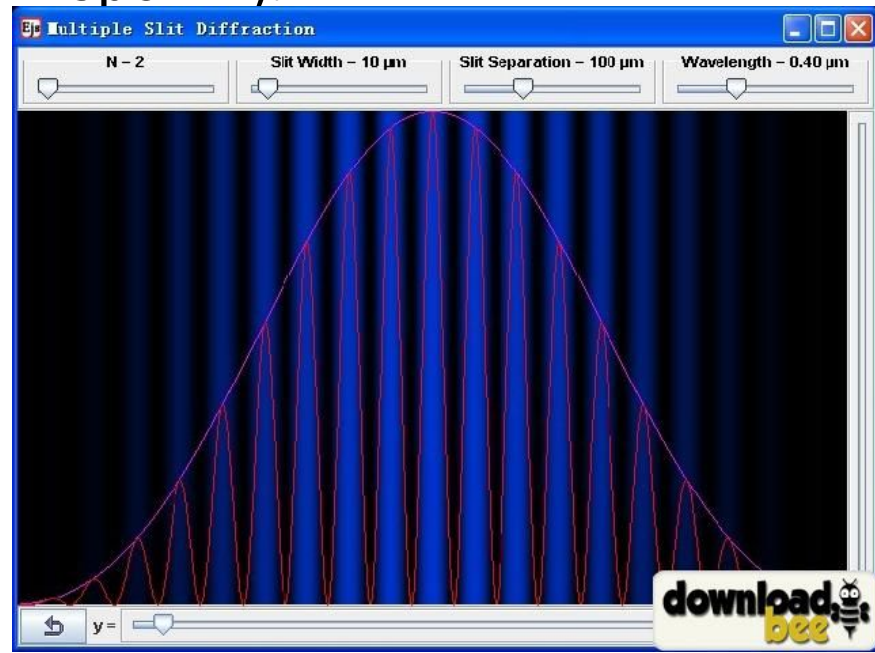


Дифракция света

Дифракция света - совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света сквозь малые отверстия, вблизи границ непрозрачных тел и т. д. и обусловленных волновой природой света.

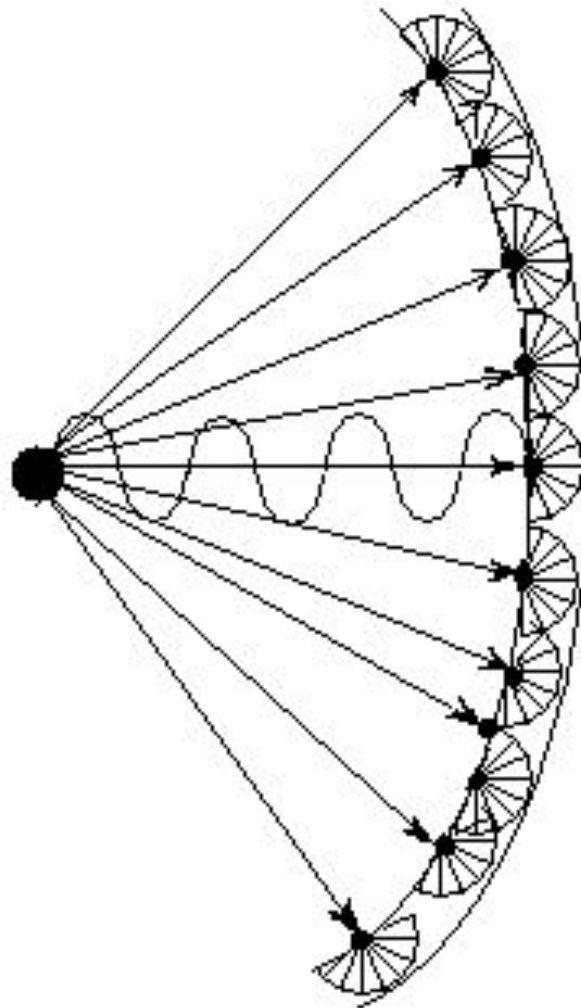
Явление дифракции, общее для всех волновых процессов, имеет особенности для света, а именно здесь, как правило, длина волны λ много меньше размеров d преград (или отверстий).

Поэтому наблюдать дифракцию можно только на достаточно больших расстояниях l от преграды ($l > d^2/\lambda$).

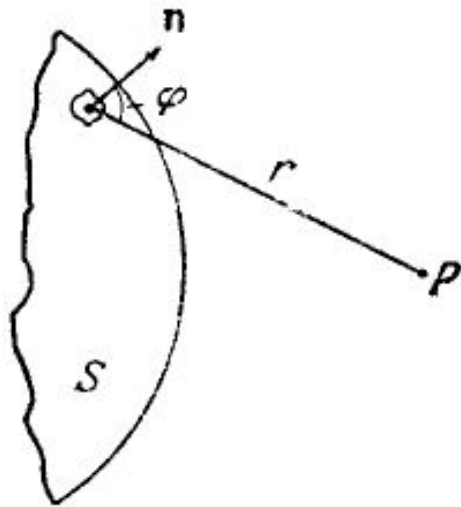


Принцип Гюйгенса—Френеля

Световая волна, возбуждаемая источником S , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, «излучаемых» фиктивными и



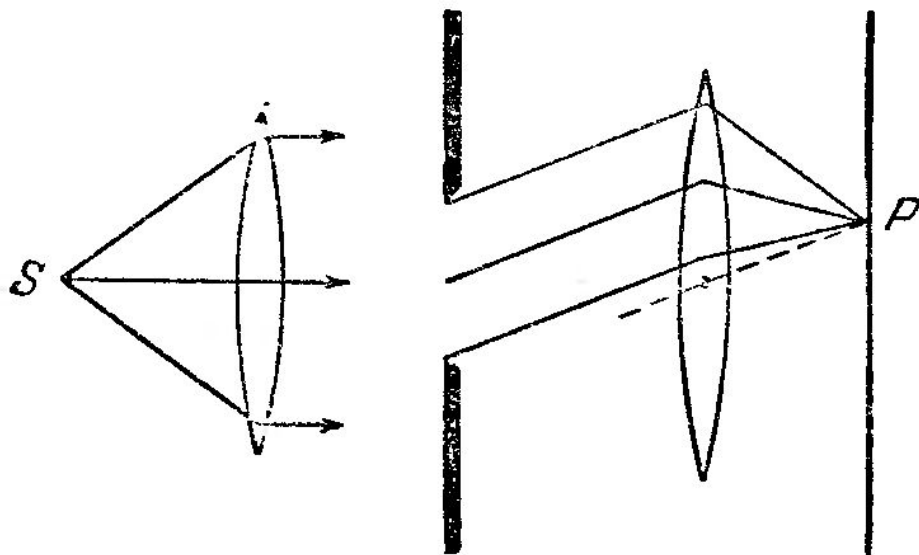
Принцип Гюйгенса-Френеля



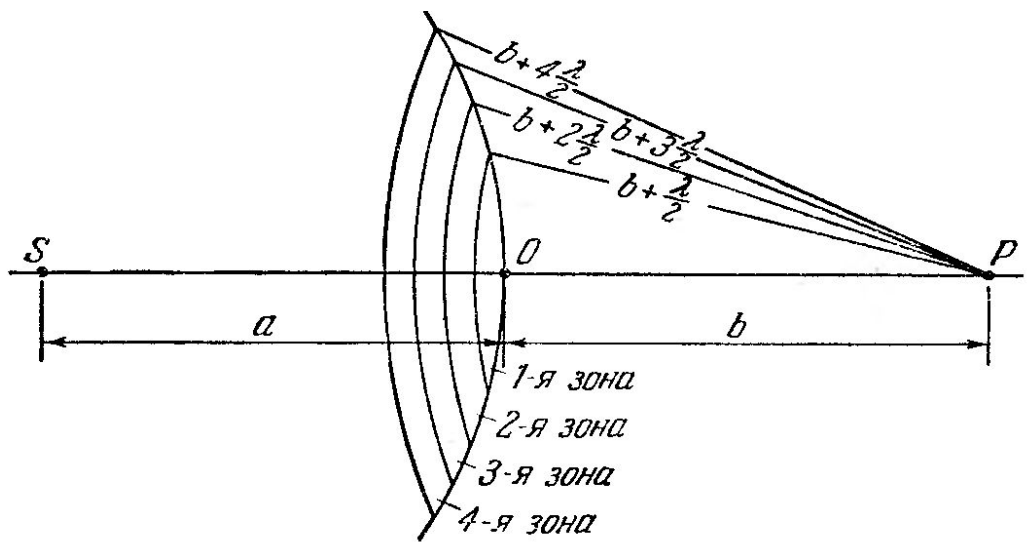
$$d\xi = K \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0).$$

$$\xi = \int_S K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS.$$

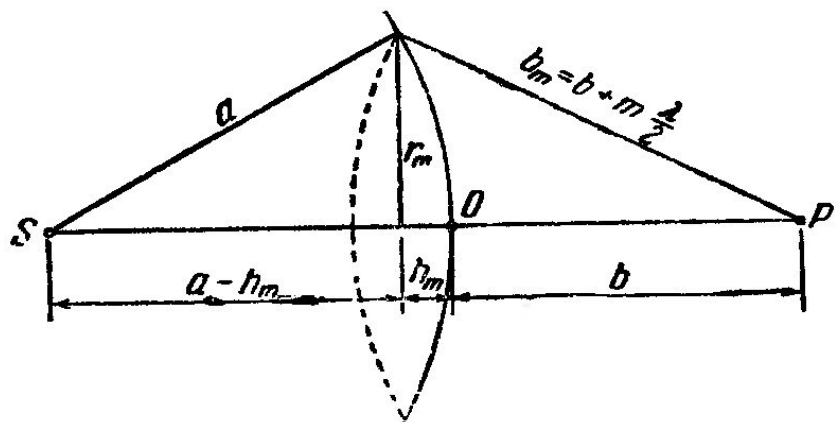
Дифракция Фраунгофера



Зоны Френеля



$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2},$$



$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1},$$

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2$$

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 - 2bh_m - h_m^2,$$

$$h_m = \frac{bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}{2(a+b)}.$$

$$S_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab}{a+b} m\lambda,$$

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}.$$

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}.$$

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}.$$

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots$$

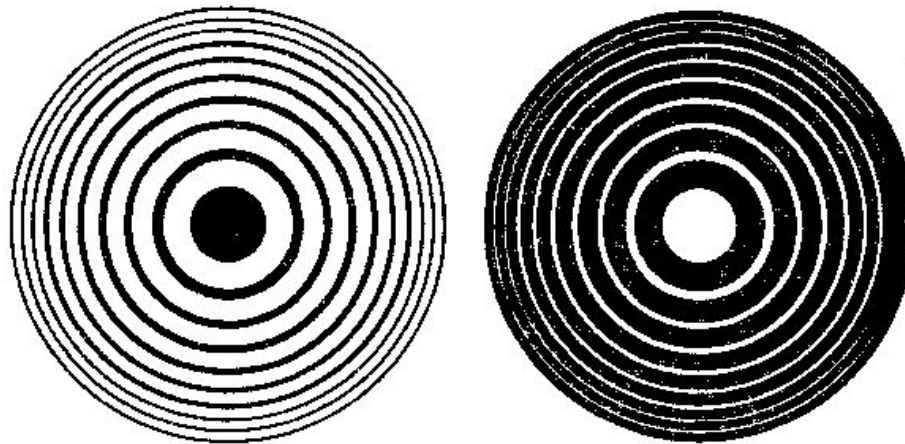
$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}.$$

$$A = \frac{A_1}{2}.$$

Зонные пластинки

В простейшем случае стеклянные пластинки, на поверхность которых нанесены по принципу расположения зон Френеля чередующиеся прозрачные и непрозрачные кольца радиусами, определяемыми для заданных значений a , b и λ выражением

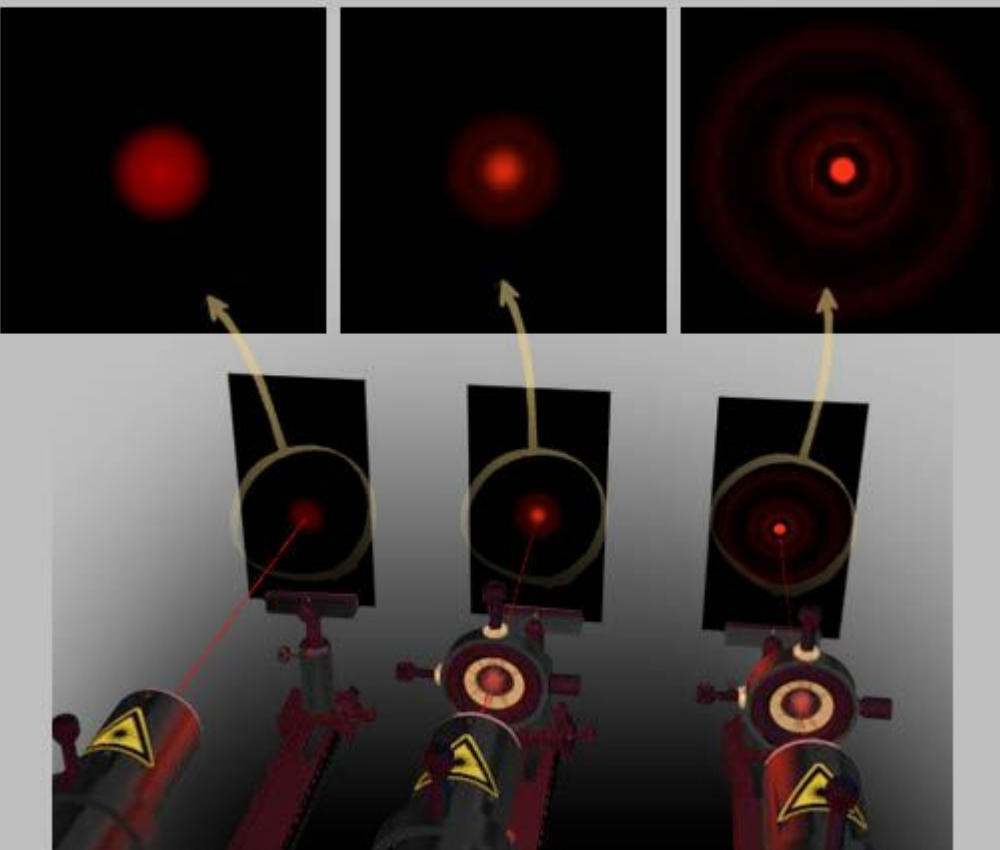
$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}.$$



Такая интенсивность наблюдается на экране при свободном распространении световой волны

Препятствие, открывающее одну зону Френеля, увеличивает интенсивность света в 4 раза.

Зонная пластинка позволяет многократно усилить интенсивность излучения.



Если поместить зонную пластинку в строго определенном месте (на расстоянии a от точечного источника и на расстоянии b от точки наблюдения на линии, соединяющей эти две точки), то она для света длиной волны λ перекроет четные зоны и оставит свободными нечетные, начиная с центральной.

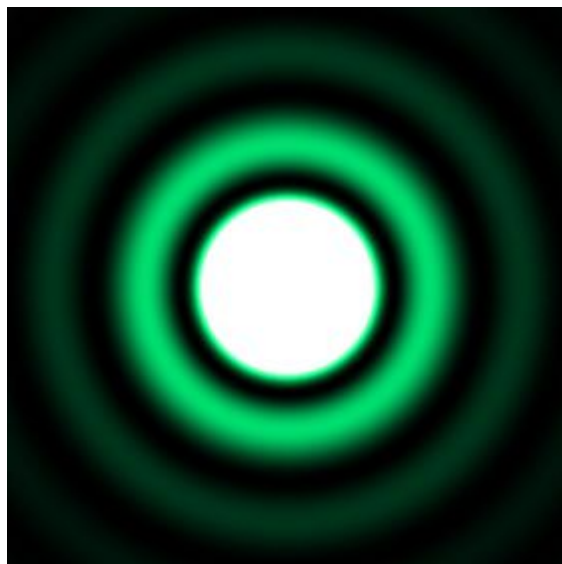
В результате результирующая амплитуда $A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots$ должна быть больше, чем при полностью открытом волновом фронте. Опыт подтверждает эти выводы: зонная пластинка увеличивает освещенность, действуя подобно собирающей линзе.

[$m = 0, 2, 4, \dots$ для прозрачных и $m = 1, 3, 5, \dots$ для

ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ

Дифракция Френеля (дифракция в сходящихся лучах)

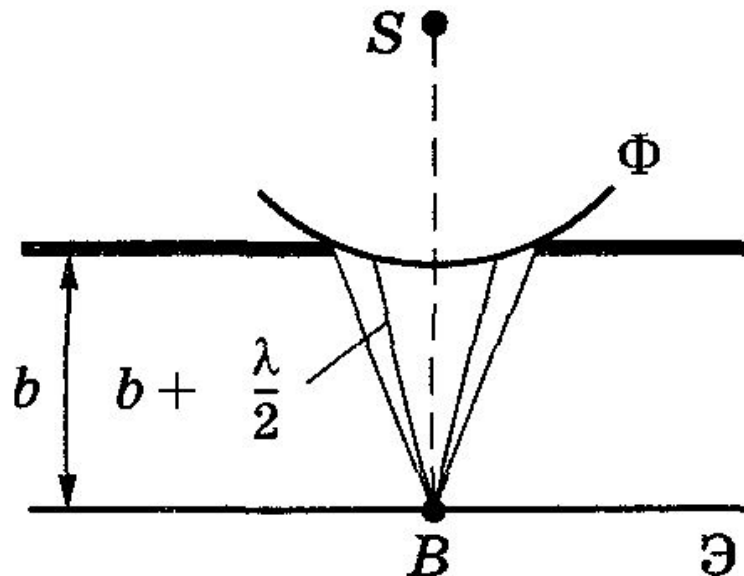
Относится к случаю, когда на препятствие падает сферическая или плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся за препятствием на конечном от него расстоянии.



Дифракция на круглом отверстии

На пути сферической волны от точечного источника S расположен экран с круглым отверстием.

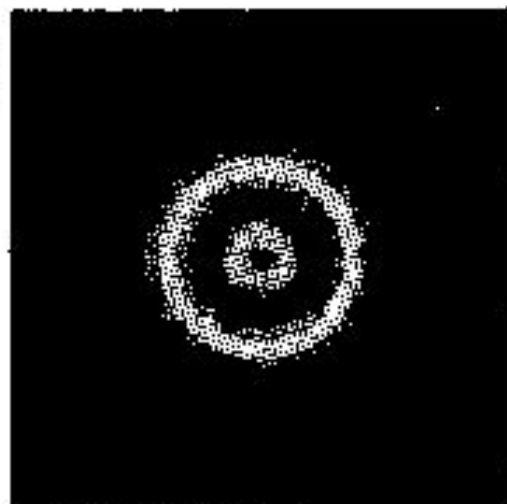
Дифракционная картина наблюдается в точке B экрана \mathcal{E} , лежащей на линии, соединяющей S с центром отверстия. Экран параллелен отверстию.



Дифракционная картина

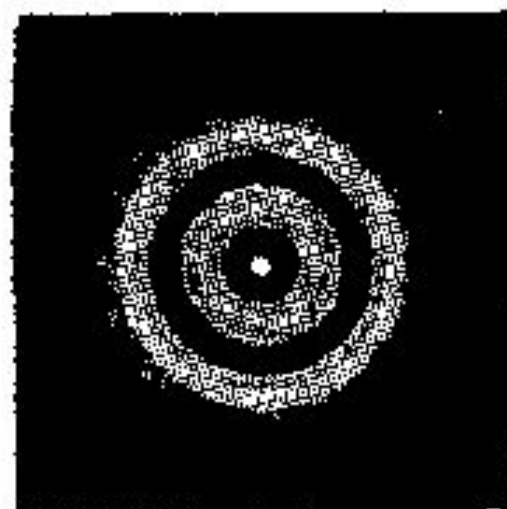
Отверстие открывает четное число зон Френеля

а)



Отверстие открывает нечетное число зон Френеля

б)



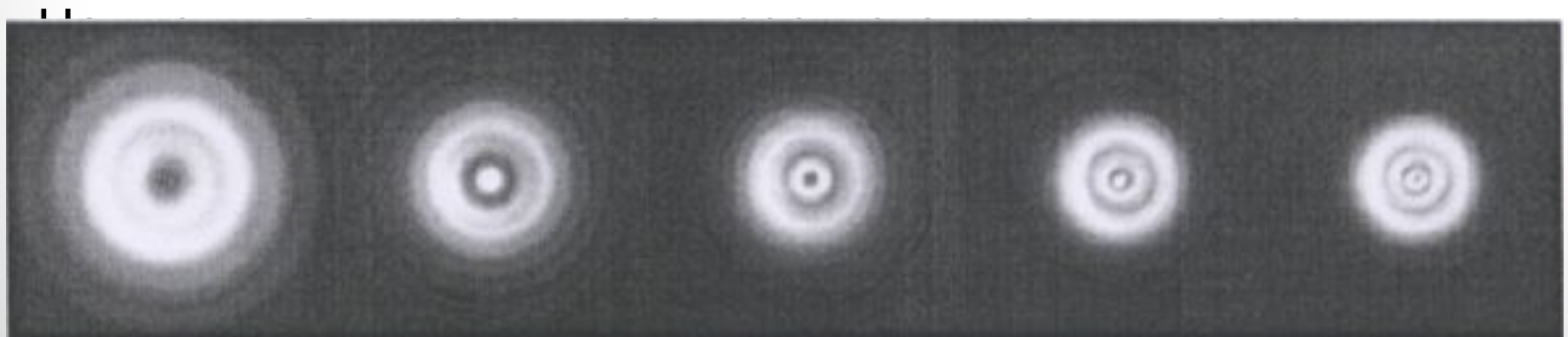
Анализ результатов. Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладываемых на открытой части волновой поверхности в плоскости отверстия. Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке В всеми зонами

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}$$

(знак «плюс» соответствует нечетным m , «минус» — четным m).

Если отверстие открывает четное число зон Френеля, то в точке В

наблюдается минимум, если нечетное, то максимум.

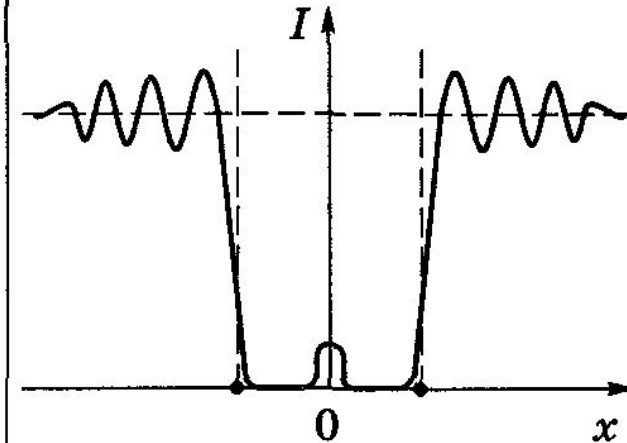
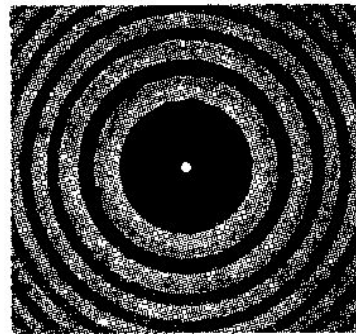
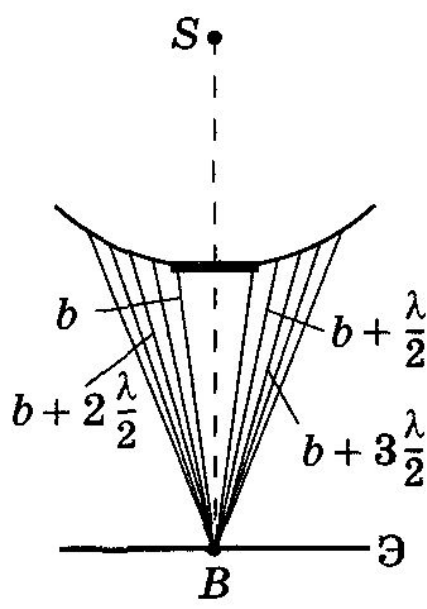


Дифракция на круглом диске

На пути сферической волны от точечного источника S расположен круглый непрозрачный диск.

Дифракционная

картина наблюдается в точке B экрана \mathcal{E} , лежащей на линии,



Анализ результатов. Закрытый диском участок волнового фронта надо исключить из рассмотрения и зоны Френеля строить, начиная с краев диска.

Если диск закрывает m зон Френеля, то амплитуда результирующего колебания в точке В равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots = \frac{A_{m+1}}{2},$$

т. е. равна половине амплитуды, обусловленной первой открытой зоной Френеля. Следовательно, в точке В всегда наблюдается максимум — светлое пятно, называемое пятном Пуассона, яркость которого с увеличением размеров диска уменьшается.



ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА (ДИФРАКЦИЯ В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЛУЧАХ)

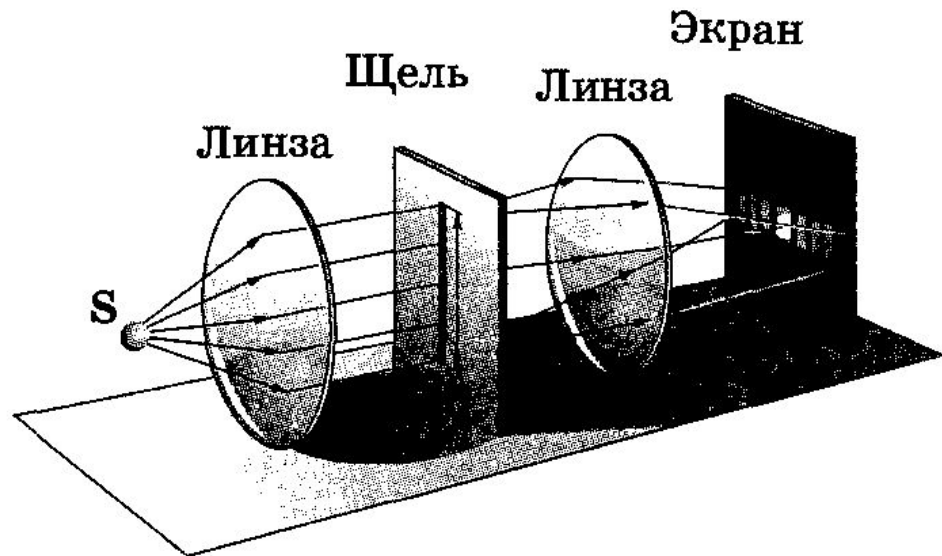
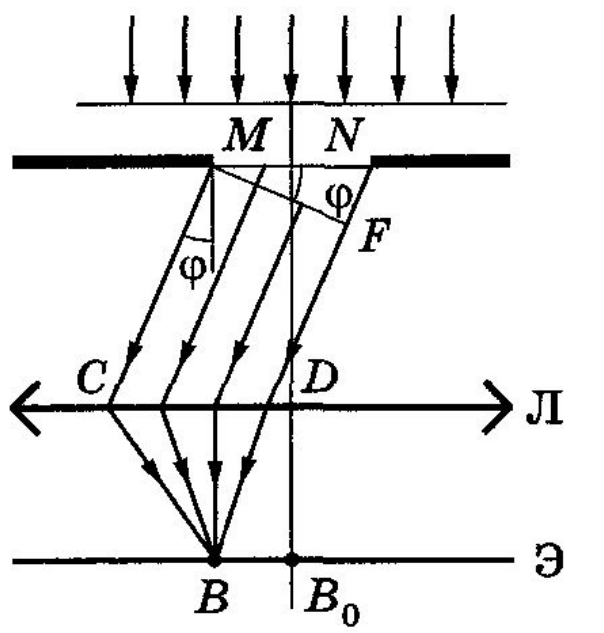
Относится к случаю, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию. Практически для этого достаточно точечный источник света поместить в фокусе собирающей линзы, а дифракционную картину исследовать в фокальной плоскости второй собирающей линзы, установленной за препятствием.



Дифракция Фраунгофера на щели

Плоская монохроматическая световая волна падает нормально плоскости щели шириной a .

Параллельные пучки лучей, выходящие из щели в произвольном направлении φ (φ — угол дифракции), собираются линзой в точке B .



Построение зон Френеля

Открытую часть волновой поверхности MN в плоскости щели разбивают на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M и проведенных так, чтобы разность хода от их соответственных точек равнялась $\lambda/2$.

Оптическая разность хода между MN и ND .

$$\Delta = NF = a \sin \varphi$$

Число зон Френеля, уместяющ

$$\frac{\Delta}{\lambda/2} = \frac{a \sin \varphi}{\lambda/2}$$

Условие дифракционного м
(число зон Френеля четное

$$a \sin \varphi = \pm 2m \lambda/2 \\ (m = 1, 2, 3, \dots)$$

Условие дифракционного максимума в точке B
(число зон Френеля нечетно

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \lambda/2 \\ (m = 1, 2, 3, \dots)$$

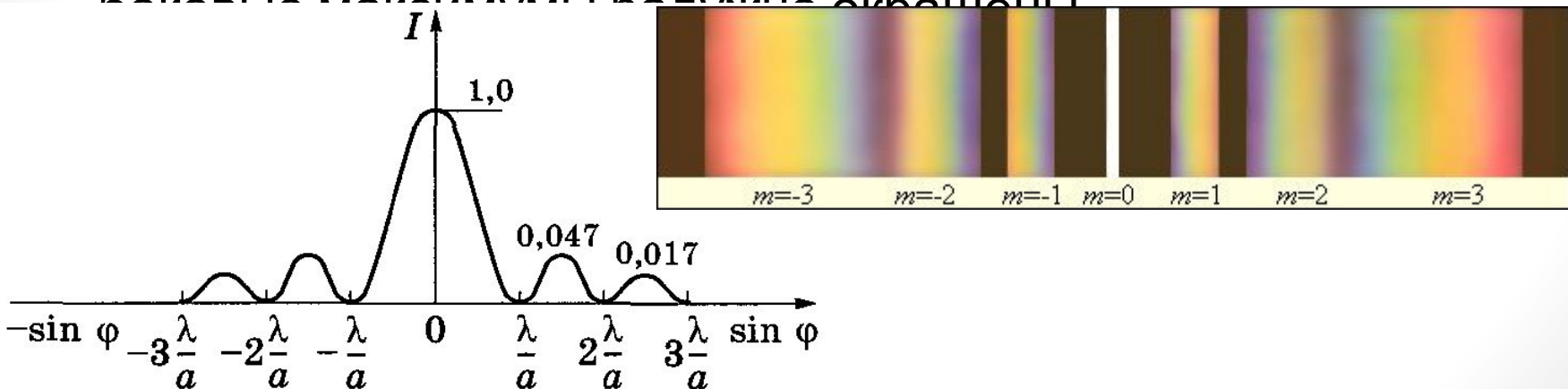
Дифракционный спектр

Зависимость распределения интенсивности на экране от угла дифракции. Основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме. С увеличением угла дифракции интенсивность побочных максимумов резко уменьшается (относительная интенсивность максимумов

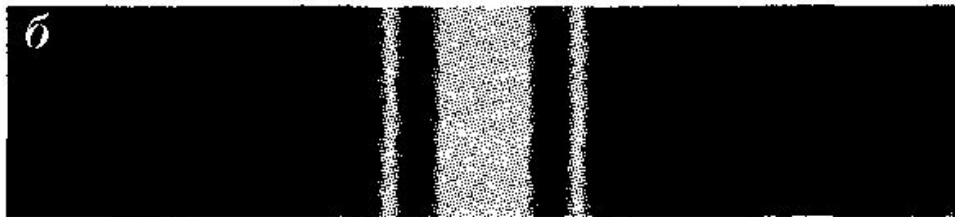
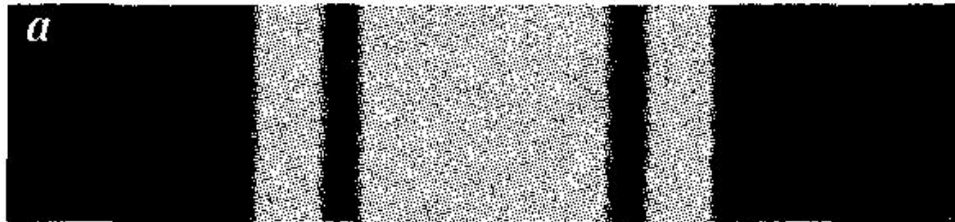
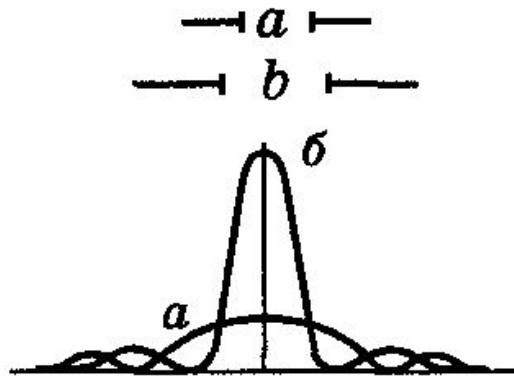
$I_0 : I_1 : I_2 : \dots = 1 : 0,047 : 0,017 : \dots$).

При освещении белым светом центральный максимум имеет вид белой полосы (он общий для всех длин волн),

боковые максимумы имеют вид радужных полос.



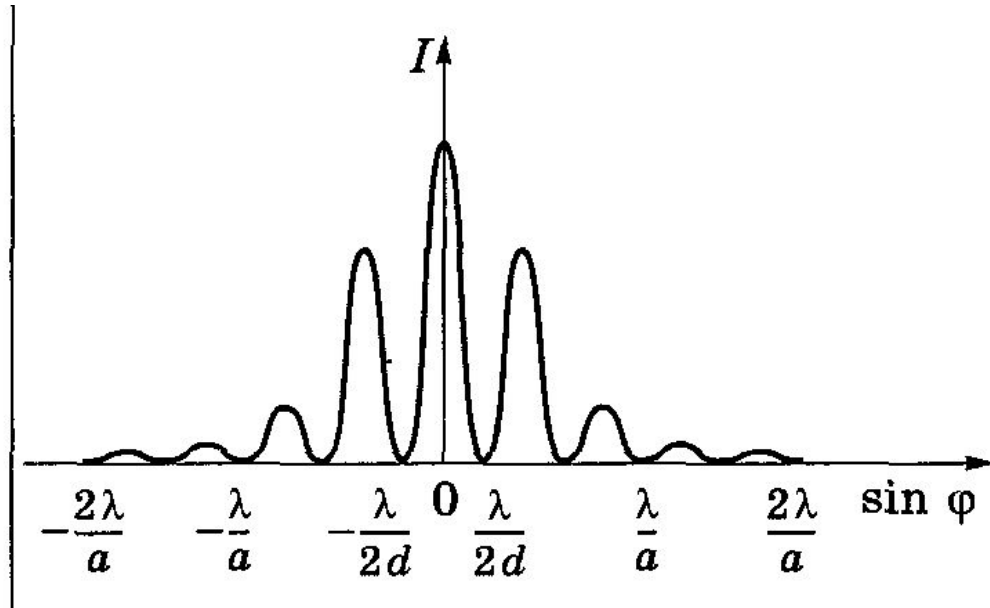
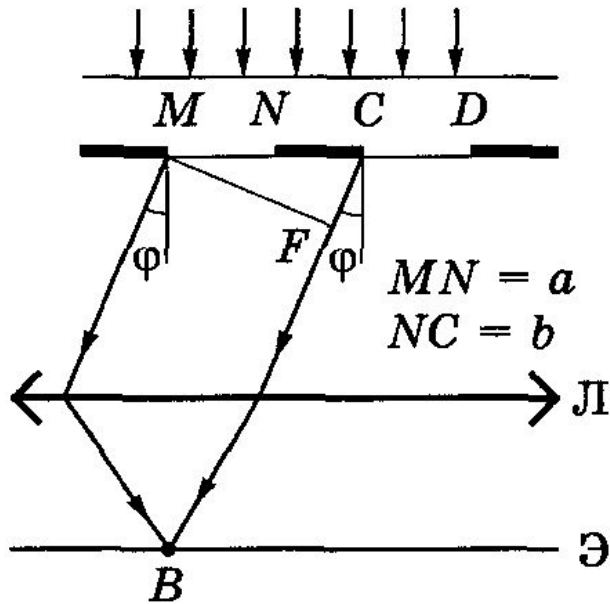
Влияние ширины щели на дифракционную картину



С уменьшением ширины щели центральный максимум расширяется (см. рисунок а), с увеличением ширины щели ($a > \lambda$) дифракционные полосы становятся уже и ярче (см. рисунок б).

Дифракция на двух щелях

Плоская монохроматическая световая волна падает нормально на экран с двумя одинаковыми щелями (MN и CD) шириной a , отстоящими друг от друга на расстоянии b ; $(a + b) = d$.



Дифракционная картина на двух щелях

Условия	Формула	Обоснование
Главные (прежние минимумы)	$a \sin \varphi = \pm m \lambda$ $(m = 1, 2, 3, \dots)$	В тех направлениях, в которых <i>ни одна</i> из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях
Дополнительные минимумы	$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ $(m = 0, 1, 2, \dots)$	<p>Возникают вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями. В направлениях, определяемых условием</p> $CF = MC \sin \varphi = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \dots,$ <p>световые лучи гасят друг друга</p>
Главные максимумы	$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda$ $(m = 0, 1, 2, \dots)$	В данных направлениях действие одной щели усиливает действие другой

между двумя главными максимумами располагается дополнительный минимум, а максимумы становятся более узкими, чем в случае одной щели.

Дифракционная решетка

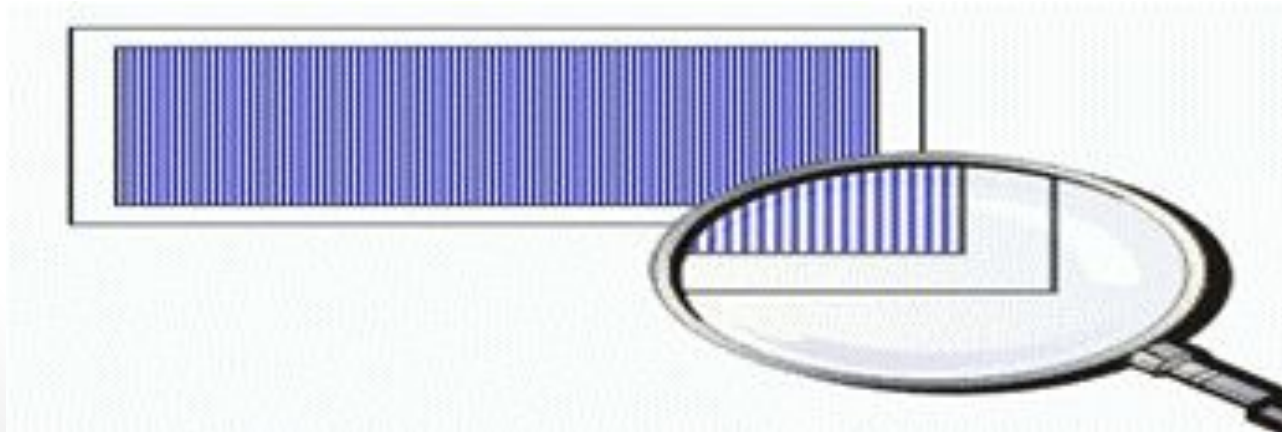
Одномерная дифракционная решетка

Система параллельных щелей (штрихов) равной толщины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.

Постоянная (период) дифракционной решетки

Суммарная ширина щели a и непрозрачного промежутка b между щелями.

$$d = a + b$$

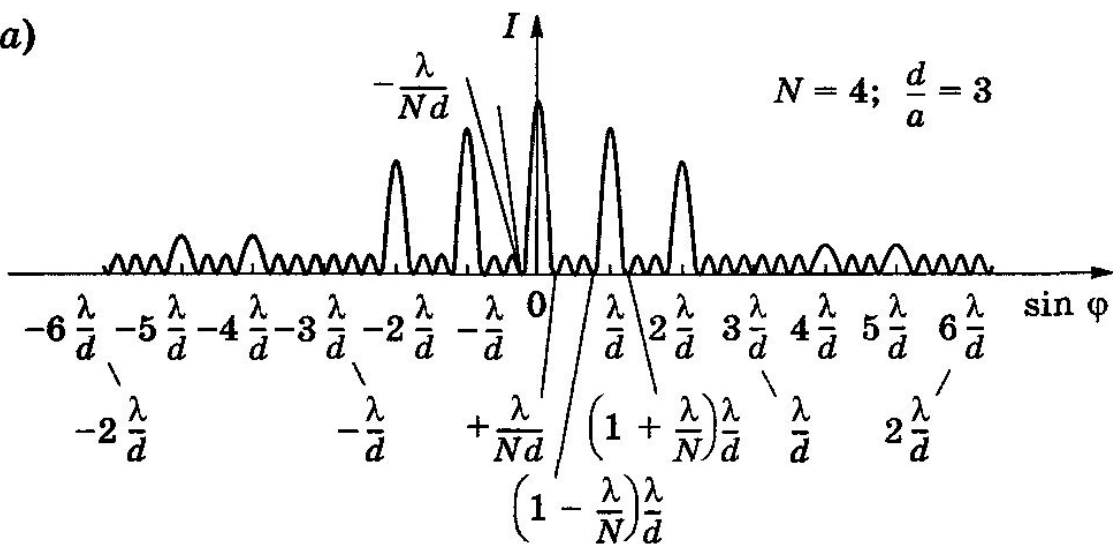


Дифракционная картина на решетке

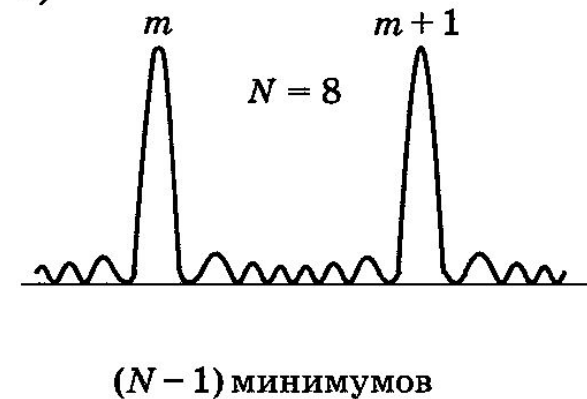
Результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т. е. осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

<i>Условия</i>	<i>Формула</i>	<i>Пояснение</i>
Главные минимумы	$a \sin \varphi = \pm m \lambda$ $(m = 1, 2, 3, \dots)$	Наблюдаются при условии, соответствующем одной щели
Главные максимумы	$d \sin \varphi = \pm m \lambda$ $(m = 0, 1, 2, \dots)$ <p>$(m$ — порядок главных максимумов)</p>	Если какие-то значения φ одновременно удовлетворяют условиям главных максимумов и минимумов, то главные максимумы, отвечающие этим направлениям, не наблюдаются (если $a = d/3$, то каждый третий главный максимум не наблюдается (см. рисунок а))
Дополнительные минимумы	$d \sin \varphi = \pm \frac{m' \lambda}{N}$ $(m' \neq 0, N, 2N, \dots)$	Между каждыми двумя главными максимумами находятся $N - 1$ дополнительных минимумов. Имеют место также $N - 2$ дополнительных максимумов, интенсивность которых ничтожна по сравнению с главными максимумами (см. рисунок б)

a)



б)

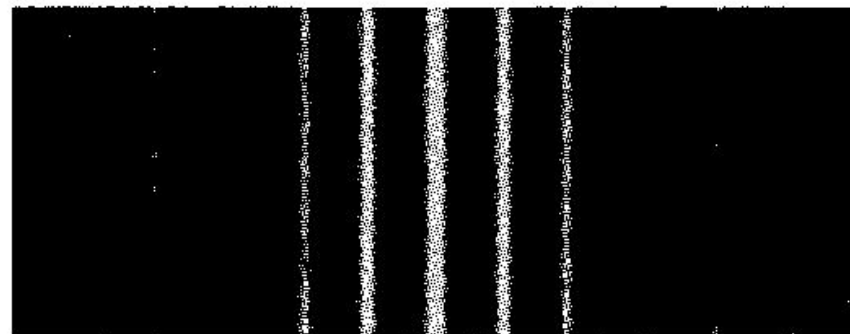


Чем больше число щелей в дифракционной решетке, тем больше световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, т. е. максимумы будут более интенсивными и более острыми. Максимальный порядок спектра, даваемый дифракционной решеткой

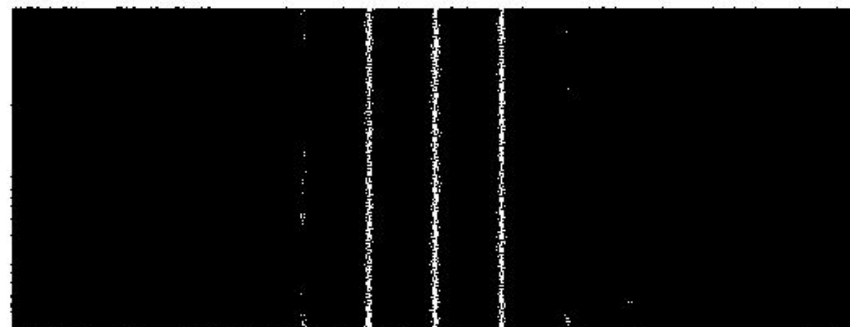
$$m_{\max} \leq d/\lambda.$$

[N — число щелей дифракционной решетки]

$N = 5$



$N = 20$



ПРОСТРАНСТВЕННАЯ РЕШЕТКА. ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пространственные образования, в которых элементы структуры подобны по форме, имеют геометрически правильное и периодически повторяющееся расположение, а также размеры, соизмеримые с длиной волны электромагнитного излучения.

Иными словами, подобные пространственные образования должны иметь периодичность по трем не лежащим в одной плоскости направлениям. В качестве пространственных решеток могут быть использованы кристаллы.

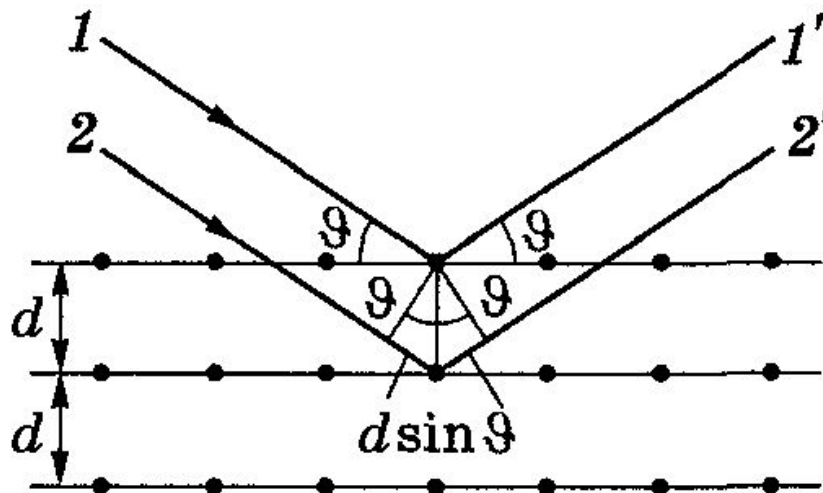
Расстояние между атомами в кристалле ($\approx 10^{-10}$ м) таково, что на них может наблюдаться дифракция рентгеновского излучения ($\lambda \approx 10^{-12} - 10^{-8}$ м), так как для наблюдения дифракционной картины необходима соизмеримость постоянной решетки с длиной волны падающего излучения.

Дифракция рентгеновского излучения на кристалле

Пучок монохроматического рентгеновского излучения (на рисунке показаны параллельные лучи 1 и 2) падает на поверхность кристалла под углом скольжения ϑ (угол между падающим лучом и кристаллографической плоскостью) и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые

становятся источниками когерентных вторичных волн 1' и 2', интерферирующих между собой. Результат

интерференции
 $\sin \vartheta$ (см. р



ностью хода $2d$

Формула Вульфа—Брэгга

Дифракционные максимумы наблюдаются в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны находятся в одинаковой фазе (в направлениях, определяемых формулой Вульфа—Брэгга)

$$2d \sin \vartheta = m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

[d — межплоскостное расстояние].

Измеряемые величины — ϑ , m .

<i>Известная величина</i>	<i>Определяемая величина</i>	<i>Метод</i>
λ	d	Рентгеноструктурный анализ
d	λ	Рентгеновская спектроскопия

[λ — длина волны рентгеновского излучения; ϑ — угол скольжения; d — межплоскостное расстояние]

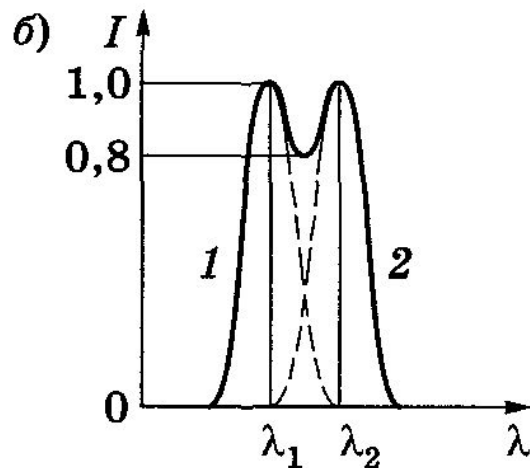
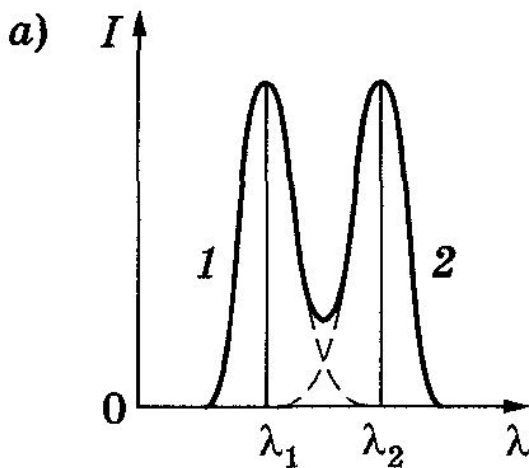
РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

Вследствие того что свет имеет волновую природу, создаваемое оптической системой {даже идеальной!} изображение точечного источника не является точкой, а представляет собой светлое пятнышко, окруженное чередующимися темными и светлыми кольцами (в случае монохроматического света) или радужными кольцами (в случае белого света).

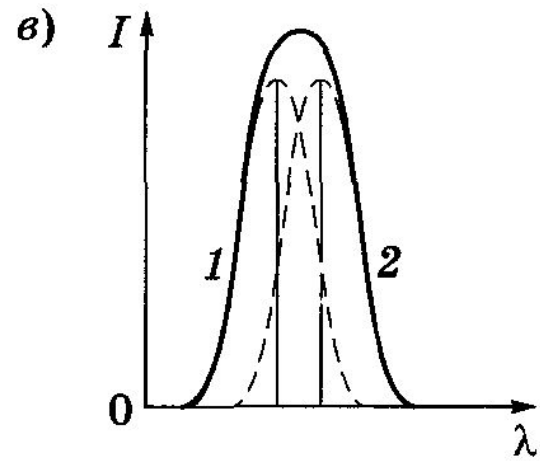
Следовательно, принципиально неустранимое явление дифракции задает предел возможной разрешающей способности оптических приборов — способности оптических приборов давать раздельное изображение двух близких друг к другу точек предмета.

Критерий Рэля

Изображения двух близлежащих одинаковых точечных источников или двух близлежащих спектральных линий с равными интенсивностями и одинаковыми симметричными контурами разрешимы (разделены для восприятия), если центральный максимум дифракционной картины от одного источника (линии) совпадает с первым минимумом дифракционной



Два соседних максимума



ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА КАК

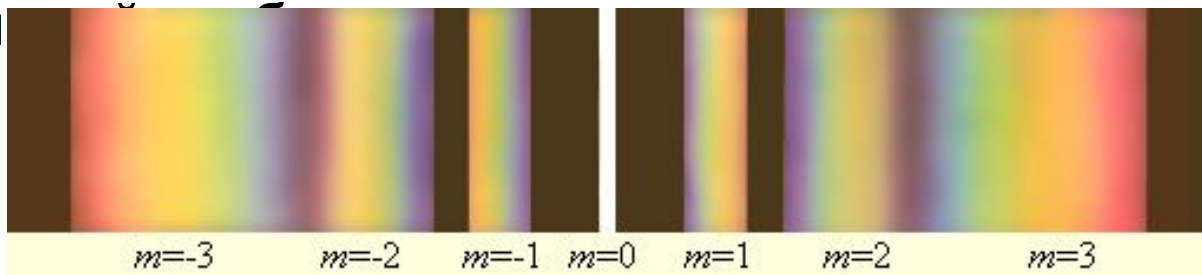
СПЕКТРАЛЬНЫЙ ПРИБОР

Положение главных максимумов в дифракционной решетке зависит от длины волны:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная — наружу.

Это свойство используется для исследования спектрального состава света (определения длин волн и интенсивностей всех монохроматических компонентов), т. е. дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор.



Характеристики дифракционной решетки

- Угловая дисперсия характеризует степень растянутости спектра в области вблизи данной длины волны

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}$$

или

$$D = \frac{m}{d \cos \varphi}$$

- Разрешающая способность

$$R_{\text{д. р}} = mN$$

Дисперсия света

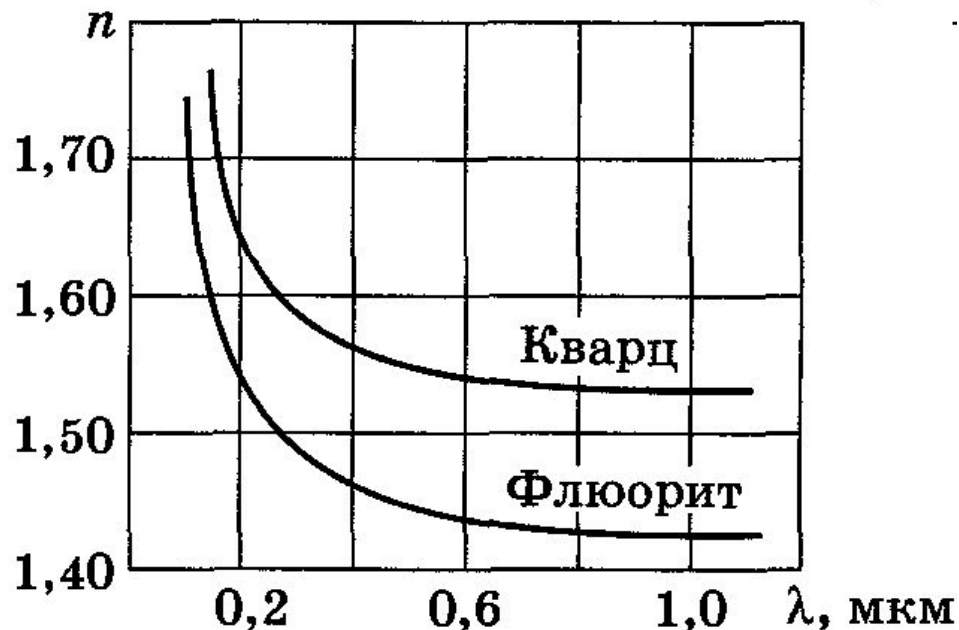
Зависимость фазовой скорости света в среде от его частоты.

Так как $v = c/n$, то показатель преломления среды оказывается зависящим от частоты ν (длины волны λ).

Нормальная дисперсия

$$\frac{dn}{d\nu} > 0 \quad \text{или} \quad \frac{dn}{d\lambda} < 0$$

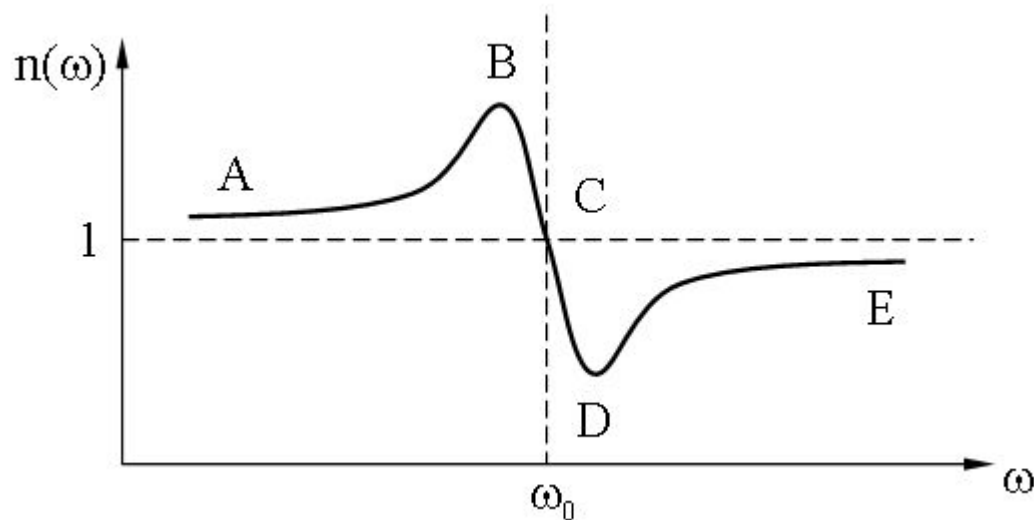
n уменьшается с увеличением λ (см. рисунок).



Аномальная дисперсия

$$\frac{dn}{d\nu} < 0 \quad \text{или} \quad \frac{dn}{d\lambda} > 0$$

n увеличивается с уменьшением λ (наблюдается вблизи полос поглощения вещества).



Дисперсия показателя преломления показывает, как быстро изменяется показатель преломления n с длиной волны λ .

$$D = \frac{dn}{d\lambda}$$

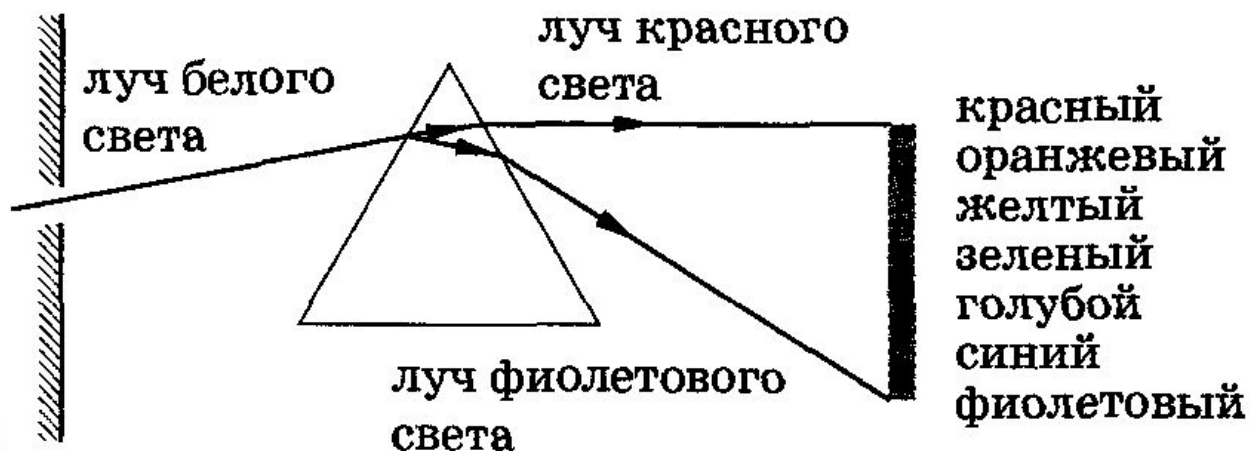


Призма как спектральный прибор

Угол отклонения лучей призмой

$$\varphi = A(n - 1)$$

n — функция длины волны, поэтому лучи разных длин волн после прохождения призмы окажутся отклоненными на разные углы, т. е. пучок белого света за призмой разлагается в спектр (призматический спектр)



Различия в дифракционном и призматическом спектрах

Дифракционная решетка

Разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн, поэтому по измеренным углам (по направлениям максимумов) можно вычислить длину волны.

Красные лучи отклоняются сильнее, чем фиолетовые (красные лучи имеют большую длину волны, чем фиолетовые).

Призма

Разлагает падающий свет по значениям показателей преломления, поэтому надо знать зависимость преломления конкретного вещества от длины волны

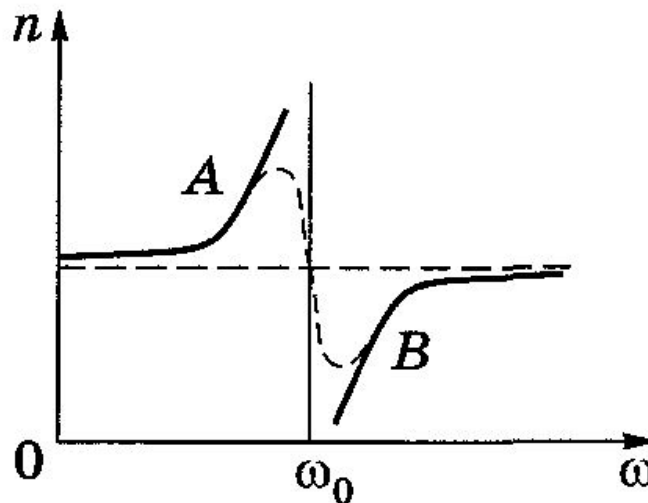
Красные лучи отклоняются слабее, чем фиолетовые, так как для красных лучей показатель преломления меньше.

Дисперсионные кривые

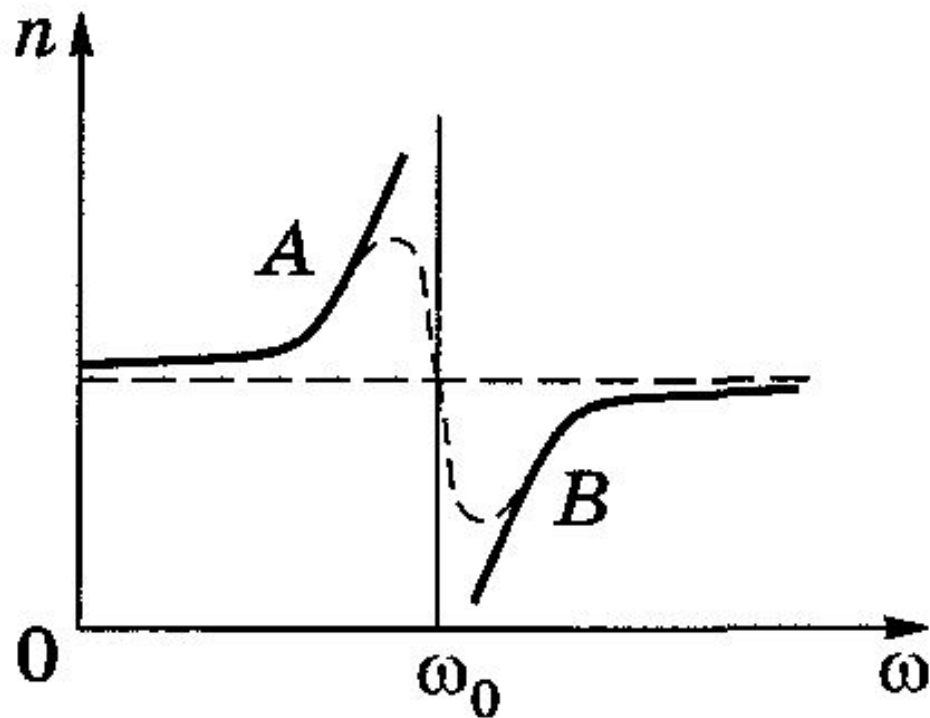
Дисперсионная формула (без учета затухания для колебания одного оптического электрона)

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

В областях от $\omega = 0$ до $\omega \leq \omega_0$ $n^2 > 1$ и возрастает с увеличением ω ; от $\omega \geq \omega_0$ до $\omega = \infty$ $n^2 < 1$ и возрастает от $-\infty$ до 1 (нормальная дисперсия).



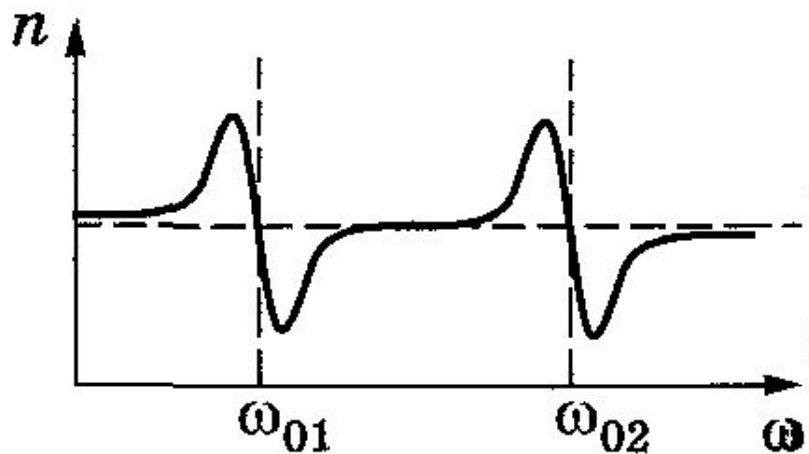
При $\omega = \omega_0$ $n^2 = \pm\infty$. Если учесть силы сопротивления при колебаниях электронов, то зависимость $n(\omega)$ вблизи ω_0 задается AB — область *аномальной дисперсии* (n убывает при возрастании ω).



Дисперсионная формула (без учета затухания) для колебания нескольких оптических электронов

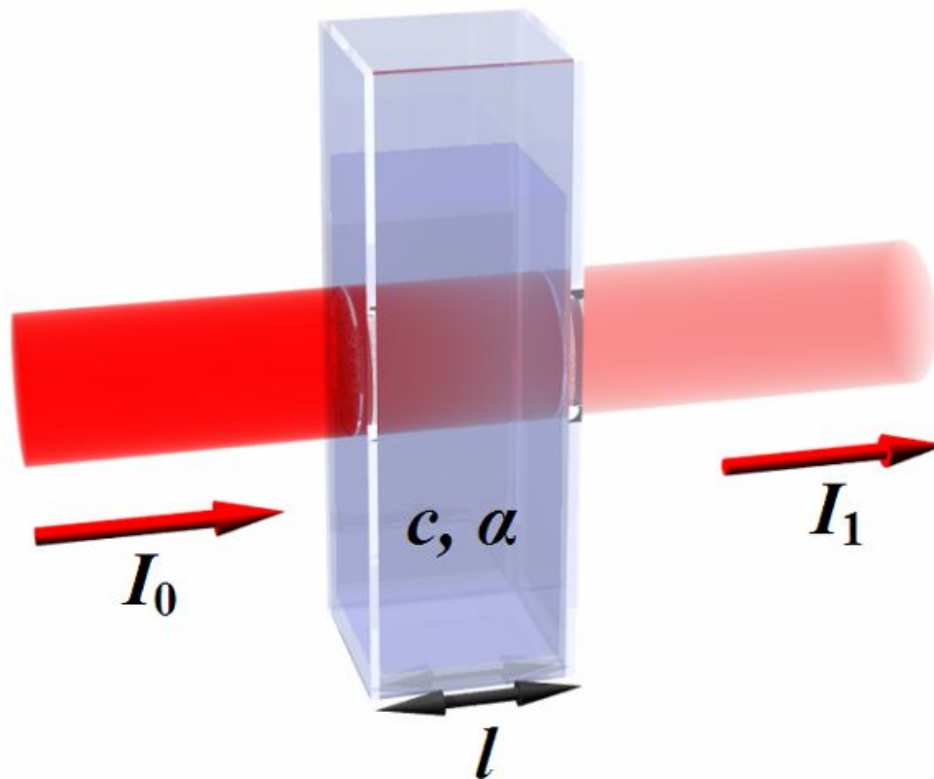
$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}$$

[n — абсолютный показатель преломления среды; n_0 — концентрация атомов среды; e — заряд электрона; ϵ_0 — электрическая постоянная; m — масса электрона; ω_0 — собственная частота колебаний электрона; ω — частота внешнего поля]



ПОГЛОЩЕНИЕ (АБСОРБЦИЯ) СВЕТА

Явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии.



Закон Бугера—Ламберта

$$I = I_0 e^{-k_\lambda x}$$

[I_0 и I — интенсивности плоской волны монохроматического света на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x ; k — натуральный показатель поглощения (зависит от длины волны, химической природы и состояния поглощающего вещества); k_λ — монохроматический натуральный показатель поглощения]

РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Это процесс преобразования света веществом, сопровождающийся изменением направления распространения света и появлением несобственного свечения вещества.

Рассеяние света в мутных и чистых средах

Эффект Тиндаля
рассеяние

Молекулярное

Закон Рэлея

Интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны возбуждающего света.

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4}$$

Закон описывает эффект Тиндаля и молекулярное рассеяние.

Согласно закону Рэлея, интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны, поэтому голубые и синие лучи рассеиваются сильнее, чем желтые и красные, обуславливая голубой цвет неба. По этой же причине свет, прошедший через значительную толщину атмосферы, оказывается обогащенным более длинными волнами (сине-фиолетовая часть спектра полностью рассеивается), и поэтому при закате и восходе Солнце кажется красным.

Флуктуации плотности и интенсивность рассеяния света возрастают с увеличением температуры. Поэтому в ясный

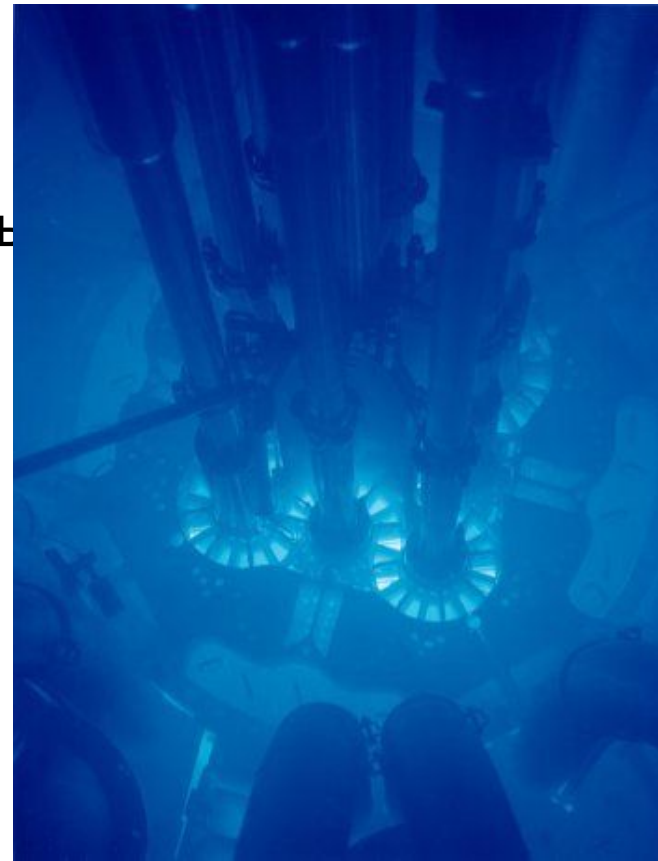
ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА— ЧЕРЕНКОВА

Излучение света заряженными частицами, возникающее при движении в среде с постоянной скоростью V , превышающей фазовую скорость и в этой среде, т. е. при условии

$$V > v = \frac{c}{n}$$

(n — показатель преломления).

Наблюдается для всех прозрачных жидкостей, газов и твердых тел.



Обоснование возможности существования излучения Вавилова—Черенкова

Согласно электромагнитной теории, заряженная частица, например электрон, излучает электромагнитные волны лишь при ускоренном движении.

Тамм и Франк показали, что это справедливо только до тех пор, пока скорость V заряженной частицы не превышает фазовой скорости $v = c/n$ электромагнитных волн в среде, в которой частица движется.

По Тамму и Франку, если скорость электрона, движущегося в прозрачной среде, превосходит фазовую скорость света в данной среде, электрон излучает свет.

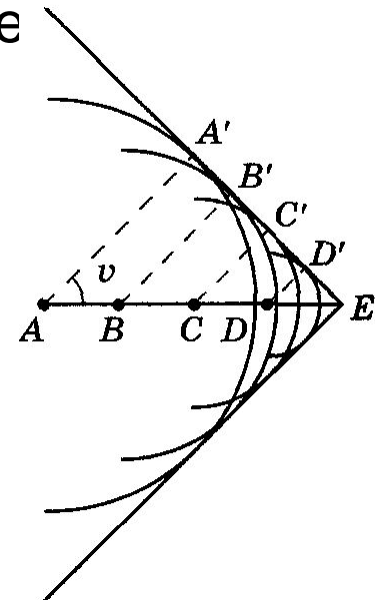
Излучение распространяется не по всем направлениям, а лишь по тем, которые составляют острый угол с траекторией частицы (вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением скорости частицы).

Обоснование направленности излучения Вавилова — Черенкова с помощью принципа Гюйгенса

Электрон движется в среде со скоростью $V > v = c/n$ вдоль траектории АЕ (см. рисунок).

Каждая точка (например, точки А, В, С, D) траектории АВС заряженной частицы в оптически изотропной среде является источником сферической волны, распространяющейся со скоростью $v = c/n$.

Любая последующая точка возбуждается с запозданием, поэтому радиусы сферических волн последовательно убывают. По **принципу Гюйгенса** в результате интерференции эти элементарные волны гасят друг друга везде, за исключением их огибающей поверхности (волновой поверхности) с вершиной в точке Е, где в данный момент находится электрон.



Обоснование направленности излучения Вавилова — Черенкова с помощью принципа Гюйгенса

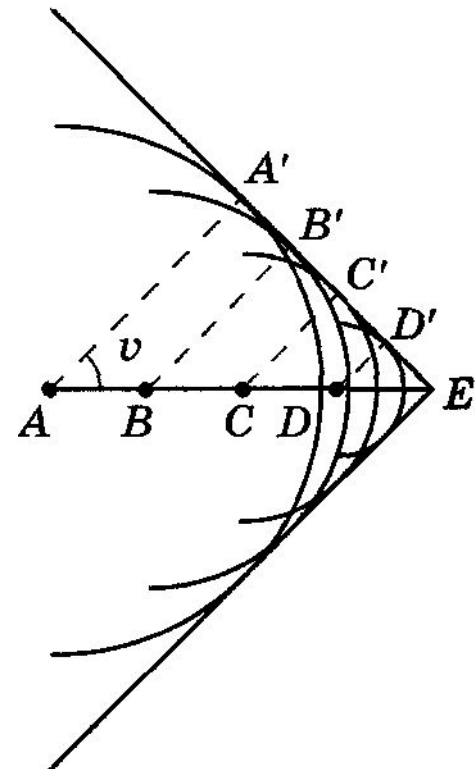
Если, например, за 1 с электрон прошел путь AE , то световая волна за это время прошла путь AA' .

Следовательно, отрезки AE и AA' соответственно равны V и $v = c/n$.

Треугольник $AA'E$ — прямоугольный с прямым углом у вершины A' . Тогда

$$\cos \vartheta = \frac{v}{V} = \frac{c}{nV}.$$

Сферы пересекаются лишь тогда, когда заряженная частица движется быстрее, чем световые волны, и тогда их волновая поверхность представляет собой конус с вершиной в точке, где в данный момент находится электрон.



Эффект Доплера для электромагнитных волн в вакууме

Общая формула

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 + (v/c)\cos \theta}$$

ν_0 и ν — соответственно частоты световых волн, излучаемых источником и воспринимаемых приемником; v — скорость источника света относительно приемника; θ — угол между вектором скорости v и направлением наблюдения, измеряемый в системе отсчета, связанной с наблюдателем; c — скорость распространения света в вакууме

Продольный эффект Доплера

$$\theta = 0$$

$$v = v_0 \frac{\sqrt{1 - v/c}}{\sqrt{1 + v/c}}$$

Наблюдается при движении приемника вдоль линии, соединяющей его с источником. При малых относительных скоростях v ($v \ll c$), пренебрегая членами второго порядка малости, $v = v_0(1 - v/c)$.

При удалении источника и приемника друг от друга (при их положительной относительной скорости) наблюдается сдвиг в более длинноволновую область ($v < v_0$, $\lambda > \lambda_0$) — так называемое *красное смещение*. При сближении же источника и приемника (при их отрицательной относительной скорости) наблюдается сдвиг в более коротковолновую область ($v > v_0$, $\lambda < \lambda_0$) — так называемое *фиолетовое смещение*.

Поперечный эффект Доплера

$$\theta = \frac{\pi}{2}$$

$$v = v_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

Наблюдается при движении приемника перпендикулярно линии, соединяющей его с источником. Этот эффект — эффект второго порядка малости по сравнению с продольным эффектом. Поперечный эффект имеет принципиальное значение, так как не наблюдается в акустике (при $v \ll c$ $v = v_0!$), и поэтому — это *релятивистский эффект*. Он связан с замедлением течения времени движущегося наблюдателя.

Поляризация света

Совокупность явлений волновой оптики, в которых проявляется поперечность электромагнитных световых волн (согласно теории Максвелла, световые волны поперечны: векторы напряженностей электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей световой волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости \vec{v} распространения волны (перпендикулярно лучу)). Поскольку

$$\vec{E} \perp \vec{H},$$

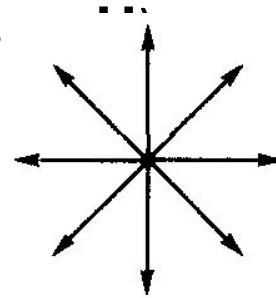
для поляризации достаточно исследовать поведение лишь одного из них, а именно вектор \vec{E} , который называется **световым вектором**.

- **Поляризованный свет**

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены.

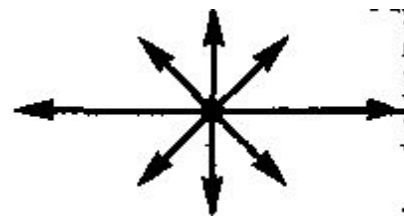
- **Естественный свет**

Свет со всевозможными равновероятными направлениями колебаний вектора **E** (и следовательно



- **Частично поляризованный свет**

Свет с преимущественным (но не исключительным!) направлением колебаний вектора **E**.



- **Плоскополяризованный (линейно-поляризованный) свет**

Свет, в котором вектор E (следовательно, и H) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу,

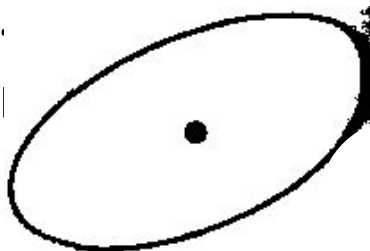


- **Эллиптически поляризованный свет**

Свет, для которого вектор E изменяется со временем так,

что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу.

Эллиптически поляризованный свет — наиболее общий тип поляризованного света.

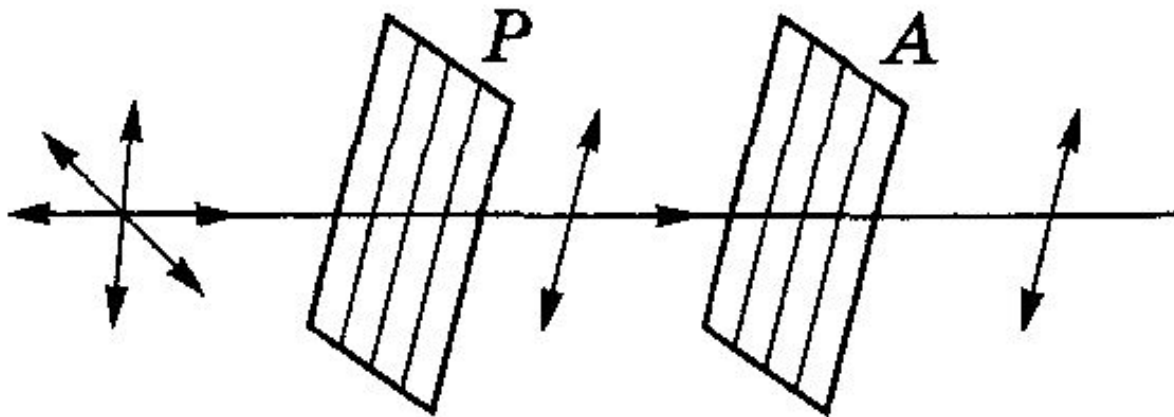


— наиболее общий

Получение плоскополяризованного света

Получают, пропуская естественный свет через поляризаторы P , в качестве которых используются среды, анизотропные в отношении колебаний вектора E (например, кристаллы, в частности турмалин).

Поляризаторы пропускают колебания, параллельные главной плоскости поляризатора, и полностью или частично задерживают колебания, перпендикулярные ей.

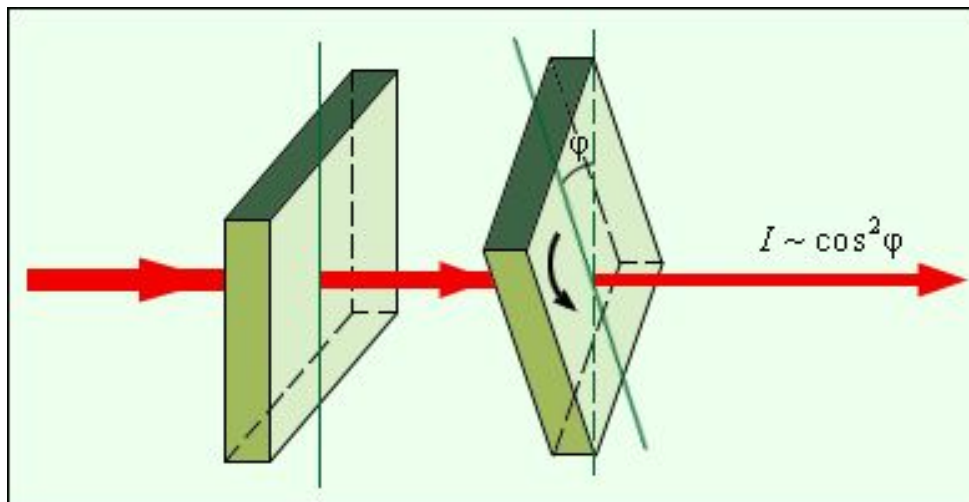


Закон Малюса

Интенсивность света, прошедшего последовательно через поляризатор и анализатор, пропорциональна квадрату косинуса угла между их главными плоскостями.

I_0 — интенсивность плоскополяризованного света, падающего на анализатор. I — интенсивность света, вышедшего из анализатора.

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$



Прохождение естественного света через два поляризатора

- Интенсивность плоскополяризованного света, вышедшего из первого поляризатора

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}$$

- Интенсивность света, прошедшего второй поляризатор

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

- Интенсивность света, прошедшего через два поляризатора

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha$$

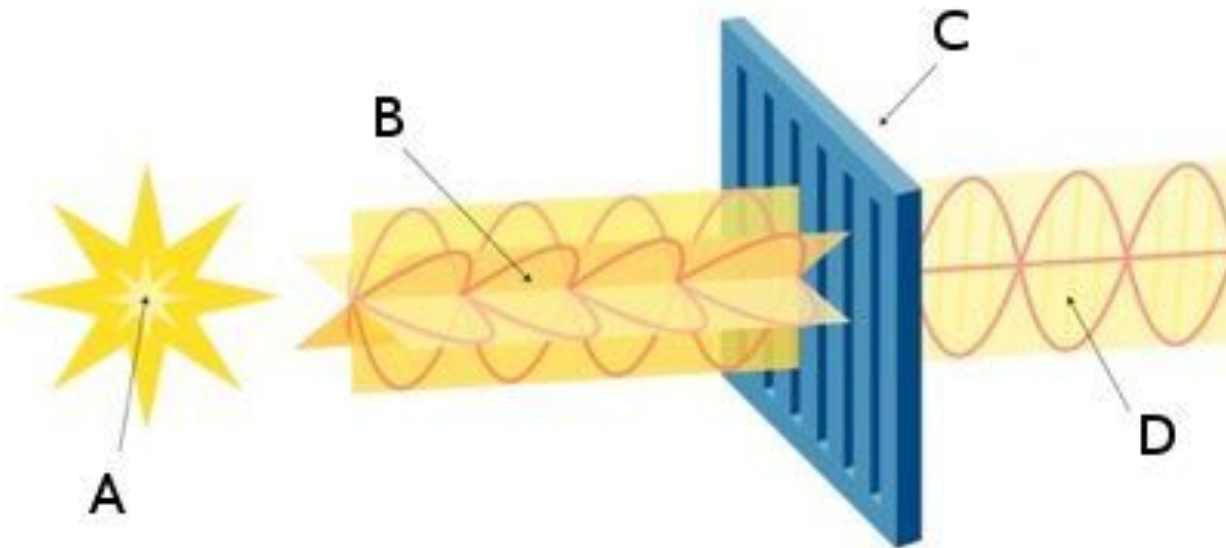
- Степень поляризации

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}$$

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПРИ ОТРАЖЕНИИ И ПРЕЛОМЛЕНИИ

Явление поляризации света

Выделение световых волн с определенными направлениями колебаний электрического вектора — наблюдается при отражении и преломлении света на границе прозрачных изотропных диэлектриков.



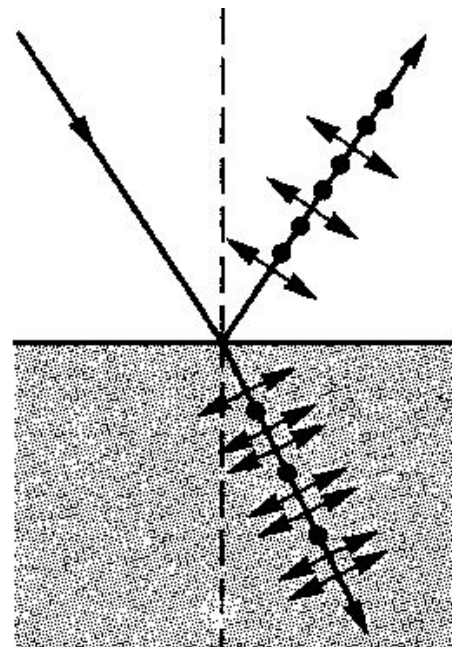
Отражение и преломление света на границе раздела

Если угол падения естественного света на границу раздела, например воздуха и стекла, отличен от нуля, то отраженный и преломленный лучи частично поляризованы.

В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рисунке они обозначены точками), в преломленном

луче преобладают колебания, параллельные плоскости падения (на рисунке эти колебания изображены стрелками).

Степень поляризации зависит от угла падения.



Закон Брюстера

При угле падения естественного света на границу прозрачных изотропных диэлектриков, равном углу Брюстера i_B , определяемого соотношением

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21},$$

отраженный луч полностью поляризован (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения), преломленный же луч поляризован максимально, но не полностью.

[n_{21} — показатель преломления второй среды относительно первой]

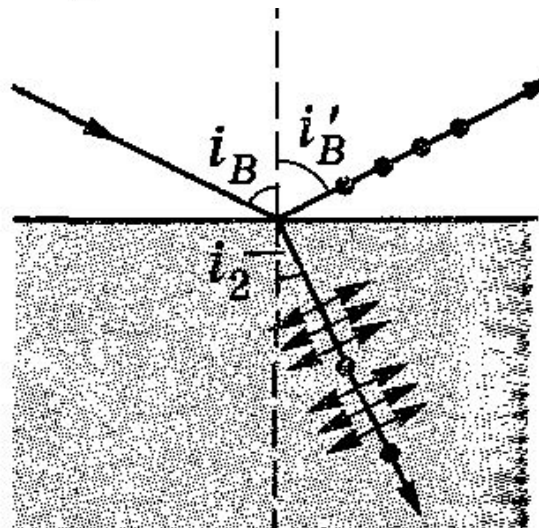
Падение естественного света под углом Брюстера

При падении естественного света под углом Брюстера i_B отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

$$\operatorname{tg} i_B = \frac{\sin i_B}{\cos i_B}; \quad n_{21} = \frac{\sin i_B}{\sin i_2}; \quad \cos i_B = \sin i_2;$$

$$i_B + i_2 = \frac{\pi}{2}; \quad i'_B = i_B; \quad i'_B + i_2 = \frac{\pi}{2}.$$

[i_2 — угол преломления; i_B — угол отражения]



ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ ДВОЙНОМ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИИ

- **Двойное лучепреломление** - способность анизотропных веществ расщеплять падающий световой луч на два луча, распространяющихся в разных направлениях с различной фазовой скоростью и поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях.

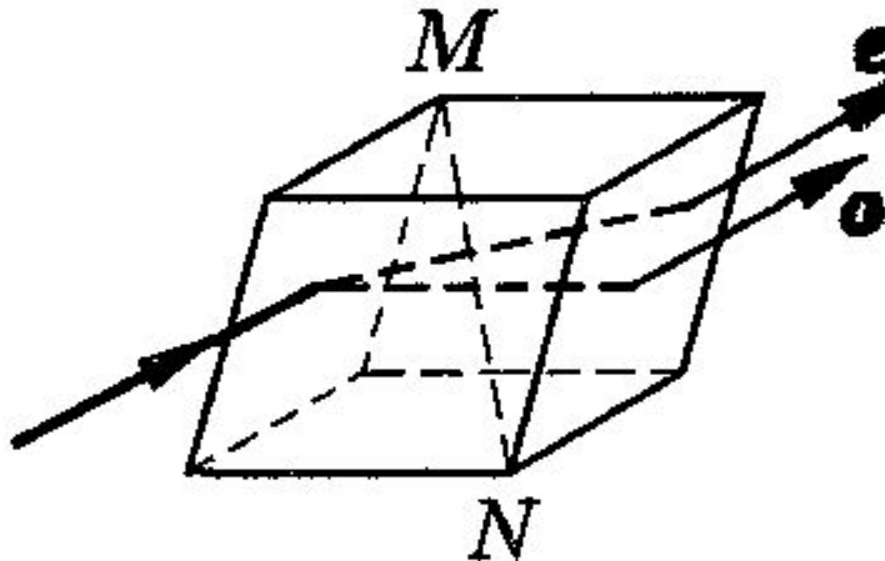
Одноосные и двуосные кристаллы

- **Анизотропия веществ** - зависимость физических свойств веществ от направления.
- **Оптическая ось кристалла** - направление в оптически анизотропном кристалле, по которому распространяется луч света, не испытывая двойного лучепреломления.
- **Одноосные и двуосные кристаллы** - кристаллы с одним или двумя направлениями, вдоль которых отсутствует двойное лучепреломление.
- **Главная плоскость одноосного кристалла** - плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла.

Двойное лучепреломление в исландском шпате (одноосный кристалл)

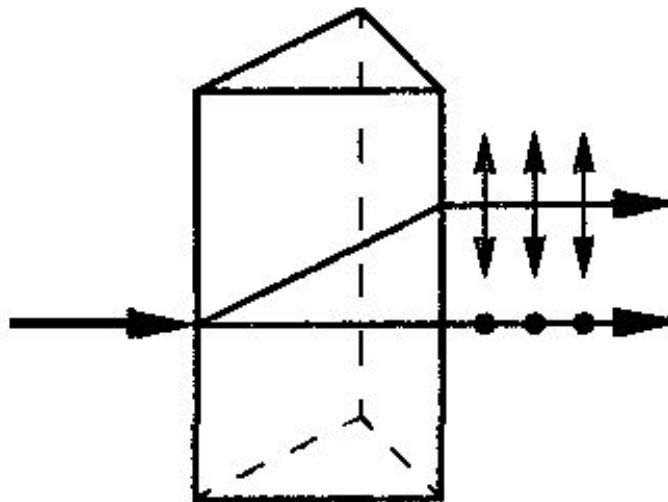
При падении узкого светового пучка на достаточно толстый кристалл из него выходят два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу, — обыкновенный (o) и необыкновенный (e).

[MN — оптическая ось кристалла]



Двойное лучепреломление в одноосном кристалле при нормальном падении света

Если первичный пучок падает на кристалл нормально, то все равно преломленный пучок разделяется на два: один из них является продолжением первичного — обыкновенный луч (o), а второй отклоняется — необыкновенный луч (e). o- и e-лучи полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

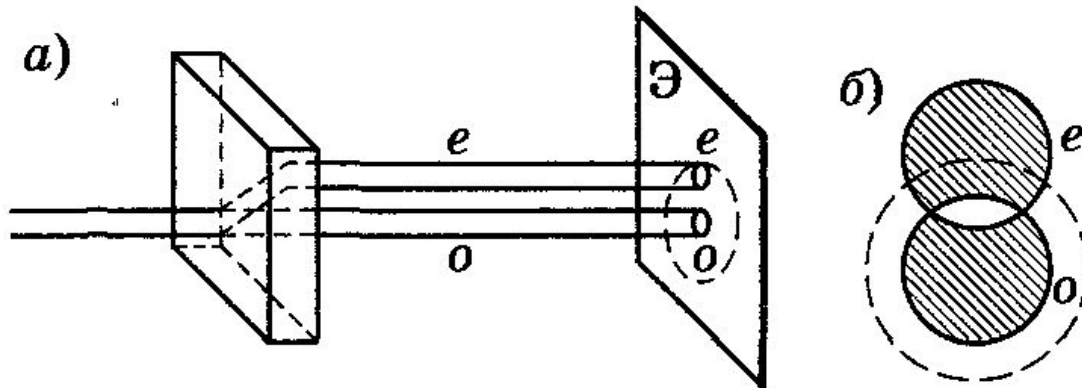


Обыкновенный и необыкновенный лучи при двойном лучепреломлении

На грань кристалла, вырезанного в виде пластинки, нормально падает плоскополяризованный свет.

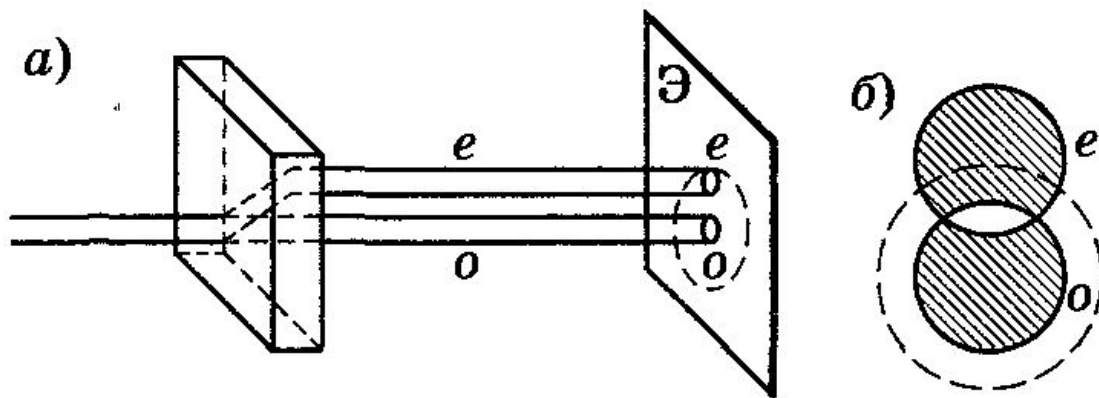
Необыкновенный луч (e) в кристалле отклоняется и выходит из него параллельно обыкновенному лучу (o). Оба луча на экране Э дают светлые кружки o и e (см. рисунок а).

Если кристалл поворачивать вокруг оси, совпадающей с направлением o -луча, то o -кружок на экране останется неподвижным, а e -кружок перемещается вокруг него по кругу.



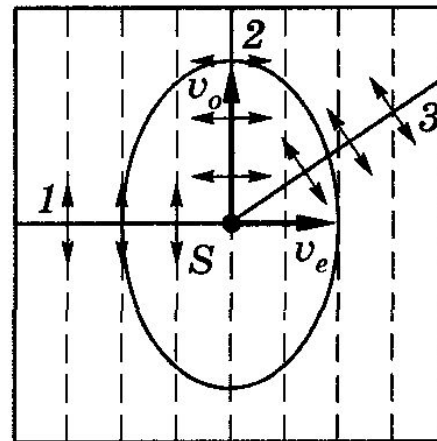
Обыкновенный и необыкновенный лучи при двойном лучепреломлении

Яркость обоих кружков меняется. Если о-луч достиг максимальной яркости, то «исчезает» е-луч, и наоборот. Сумма яркостей обоих лучей остается постоянной. Так если е- и о-лучи перекрываются (см. рисунок б), то при вращении кристалла яркость каждого из кружков меняется, а область перекрытия все время одинаково яркая.



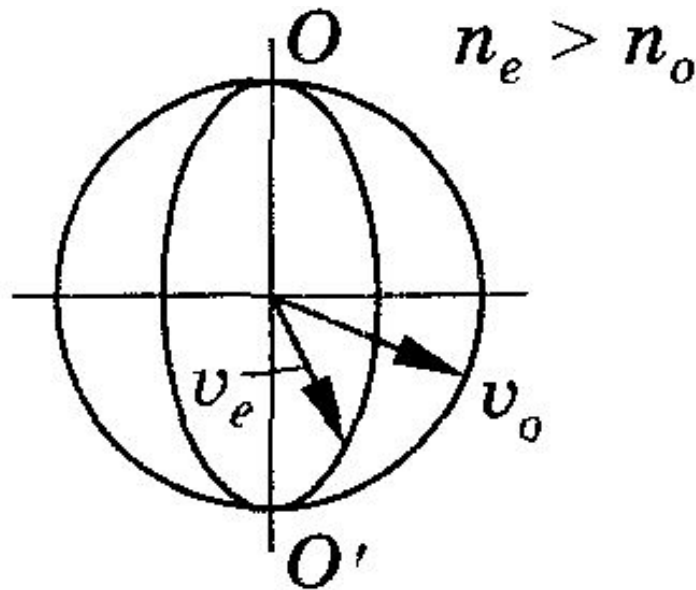
Эллипсоидальная волновая поверхность

Для е-луча угол между направлением колебаний вектора \mathbf{E} и оптической осью отличен от прямого и зависит от направления луча, поэтому е-луч распространяется в кристалле по различным направлениям с разной скоростью $v_e = c/n_e$. Если в точке S точечный источник испускает световую волну, то е-луч в кристалле распространяется со скоростью $v_e \neq \text{const}$, а потому волновая поверхность необыкновенного луча — эллипсоид. Вдоль оптической оси $v_o = v_e$; наибольшее расхождение в скоростях — в направлении, перпендикулярном оптической оси.



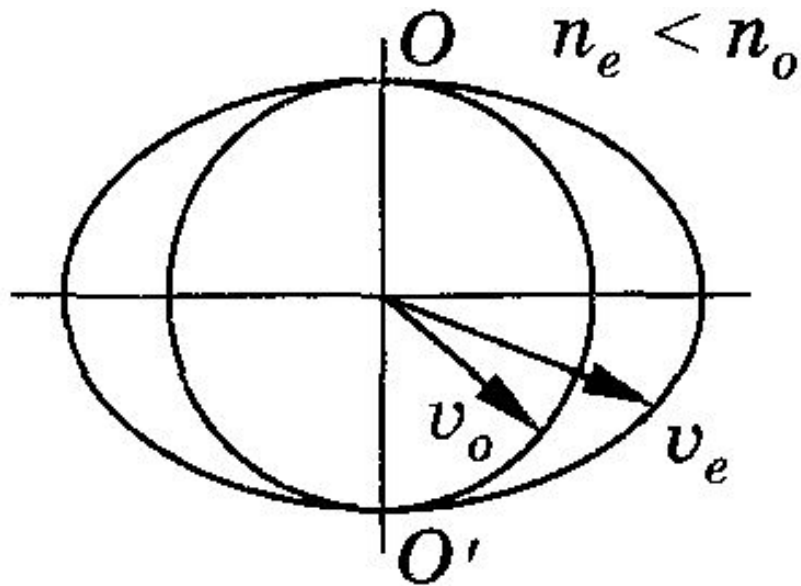
Положительный кристалл

Эллипсоид и сфера касаются друг друга в точках пересечения с оптической осью OO' . В данном случае $v_e < v_o$ ($n_e > n_o$), т. е. эллипсоид необыкновенного луча вписан в сферу обыкновенного луча (эллипсоид скоростей вытянут относительно оптической оси)



Отрицательный кристалл

Эллипсоид и сфера касаются друг друга в точках пересечения с оптической осью OO' . В данном случае $v_e > v_o$ ($n_e < n_o$), т. е. эллипсоид необыкновенного луча описан вокруг сферы обыкновенного луча (эллипсоид скоростей растянут в направлении, перпендикулярном оптической оси)

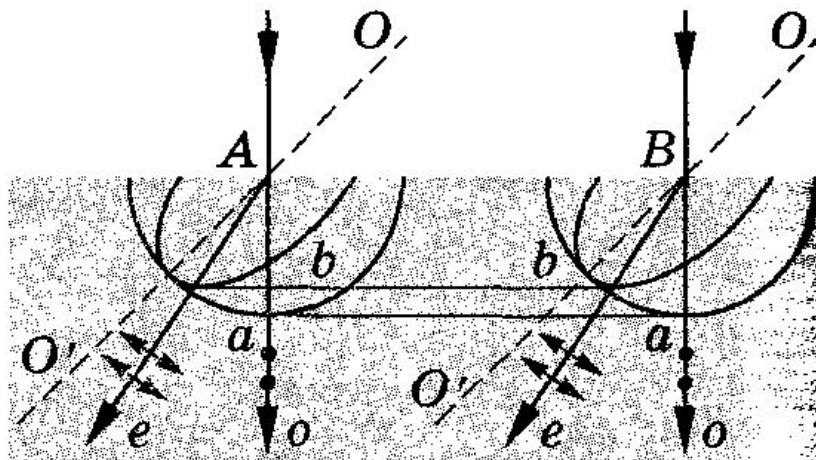


Направление о- и е-лучей в кристалле согласно принципу Гюйгенса

Плоская волна падает нормально к преломляющей грани положительного одноосного кристалла (оптическая ось OO' составляет с ней некоторый угол).

С центрами в точках A и B построим сферические волновые поверхности, соответствующие обыкновенному лучу, и эллипсоидальные — необыкновенному лучу.

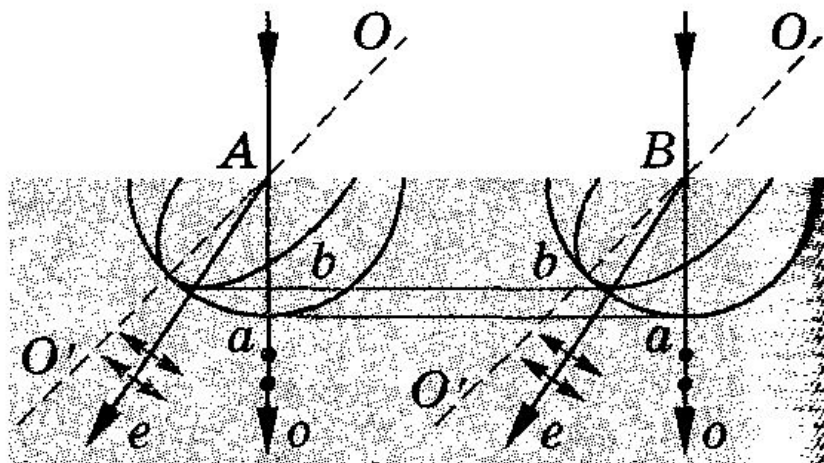
В точке, лежащей на поверхности соприкосновения



Направление о- и е-лучей в кристалле согласно принципу Гюйгенса

Согласно принципу Гюйгенса, поверхность, касательная к сферам, будет фронтом (а—а) обыкновенной волны, а поверхность, касательная к эллипсоидам, — фронтом (b—b) необыкновенной волны.

Проведя к точкам касания прямые, получим направления распространения обыкновенного (о) и необыкновенного (е) лучей. Как следует из рисунка, о-лучь пойдет вдоль первоначального направления, а е-лучь отклоняется от первоначального направления.



ПОЛЯРИЗАТОРЫ

Приспособления для получения, обнаружения и анализа поляризованного света, а также для исследований и измерений, основанных на явлении поляризации. Их типичными представителями являются **поляризационные призмы и поляроиды.**

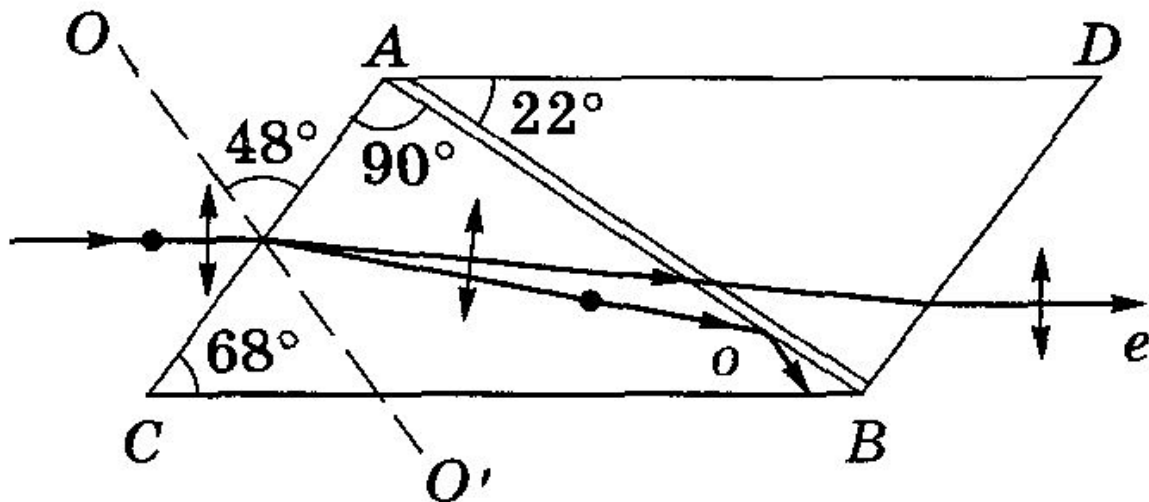
Поляризационные призмы делятся на два класса:

- дающие один плоскополяризованный пучок лучей — однолучевые поляризационные призмы;
- дающие два пучка лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, — двулучевые поляризационные призмы.

Однолучевая поляризационная призма (призма Николя, или николь)

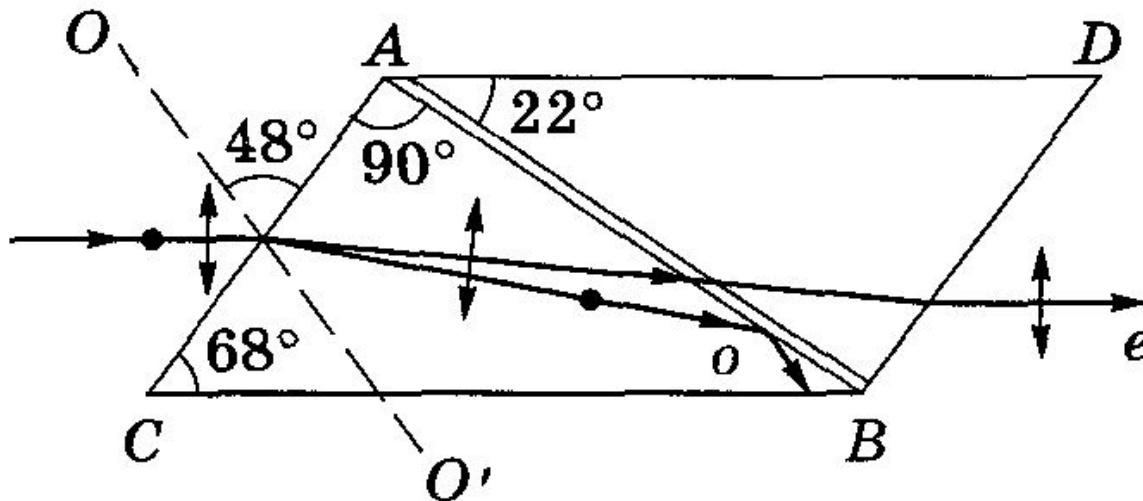
Двойная призма из исландского шпата, склеенная вдоль линии АВ канадским бальзамом с $n = 1,55$.

Оптическая ось OO' призмы составляет с входной гранью угол 48° . На передней грани призмы естественный луч, параллельный ребру СВ, раздваивается на два луча: обыкновенный ($n_o = 1,66$) и необыкновенный ($n_e = 1,51$).



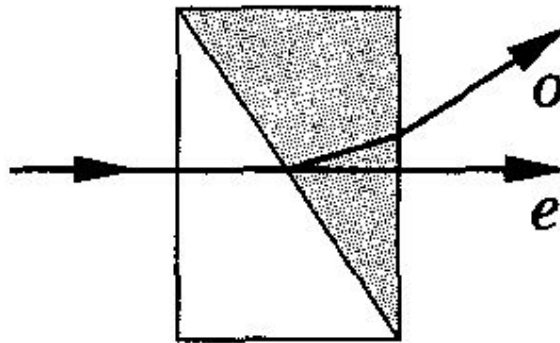
Однолучевая поляризационная призма (призма Николя, или николь)

При соответствующем подборе угла падения, равного или больше предельного, о-лучь испытывает полное отражение, а затем поглощается зачерненной поверхностью СВ. е-лучь выходит из кристалла параллельно падающему лучу, незначительно смещенному относительно него (из-за преломления на гранях АС и ВD).



Двулучевая поляризационная призма (призма из исландского шпата и стекла)

Используется различие в показателях преломления о- и е-лучей, чтобы развести их возможно дальше друг от друга. Обыкновенный луч преломляется дважды и сильно отклоняется. Необыкновенный луч при соответствующем подборе показателя преломления стекла n ($n = n_e$) проходит призму без отклонения.



Кристаллы турмалина

Поляризаторы, действие которых основано на явлении дихроизма — селективного поглощения света в зависимости от направления колебаний электрического вектора световой волны.

Поляроиды

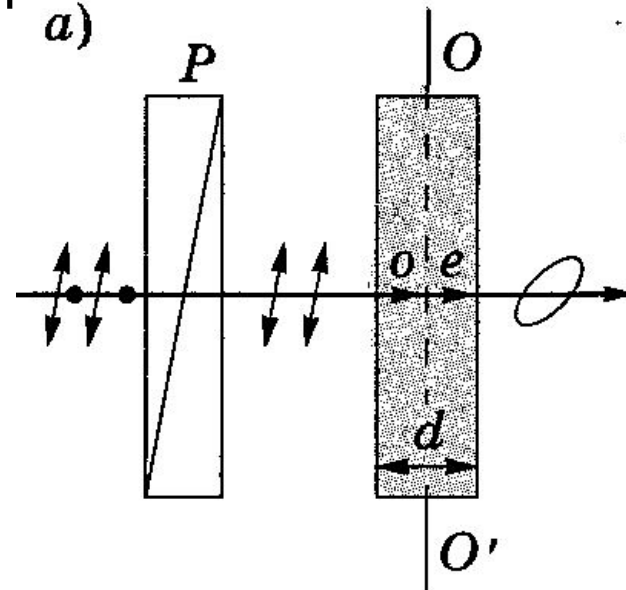
Пленки, на которые наносятся, например, кристаллики герпатита — двоякопреломляющего вещества с сильно выраженным дихроизмом в видимой области.

Применяются для получения плоскополяризованного света.

Так, при толщине $\approx 0,1$ мм такая пленка полностью поглощает обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в тонком слое хорошим поляризатором (анализатором).

Получение эллиптически поляризованного света

Пучок естественного света, прошедший сквозь поляризатор P и ставший на выходе плоскополяризованным, нормально падает на кристаллическую пластинку толщиной d , вырезанную из одноосного отрицательного кристалла параллельно его оптической оси OO' . Внутри пластинки он разбивается на обыкновенный (o) и необыкновенный (e) лучи, которые распространяются в одном направлении (перпендикулярно оптической оси), но с разными скоростями.



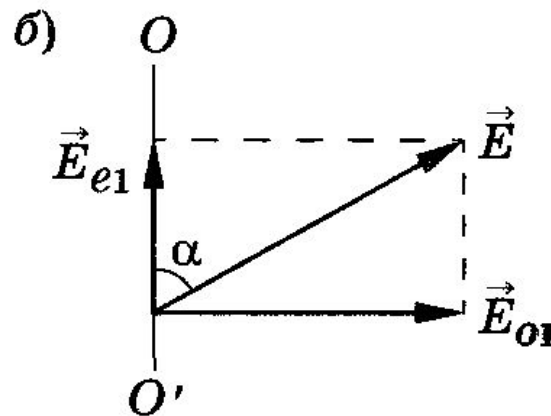
Получение эллиптически поляризованного света

Колебания вектора \mathbf{E} в е-луче происходят вдоль оптической оси кристалла, а в о-луче — перпендикулярно оптической оси.

Пусть электрический вектор \mathbf{E} вышедшего из поляризатора плоскополяризованного луча составляет с оптической осью OO' кристалла угол α .

Амплитудные значения электрических векторов в обыкновенном (E_{o1}) и необыкновенном (E_{e1}) лучах:

$$E_{o1} = E \sin \alpha, \quad E_{e1} = E \cos \alpha.$$



Получение эллиптически поляризованного света

Оптическая разность хода о- и е-лучей, прошедших кристаллическую пластинку

$$(n_o - n_e)d$$

Разность фаз между колебаниями о- и е-лучей на выходе из пластинки.

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e)d$$

Амплитудные значения электрических векторов E_e и E_o в е- и о-лучах, прошедших кристаллическую пластинку

$$E_e = E_{e1} \cos \omega t = E \cos \alpha \cos \omega t,$$
$$E_o = E_{o1} \cos (\omega t - \varphi) = E \sin \alpha \cos (\omega t - \varphi)$$

Траектория результирующего колебания при сложении взаимно перпендикулярных колебаний с разными амплитудами и разностью фаз (из двух предыдущих уравнений исключим t)

$$\frac{E_o^2}{E_{o1}^2} - \frac{2E_o E_e}{E_{o1} E_{e1}} \cos \varphi + \frac{E_e^2}{E_{e1}^2} = \sin^2 \varphi$$

Прохождение плоскополяризованного света сквозь пластинку

Определение пластинки

Разность фаз φ ; уравнение

Вид поляризации света, прошедшего пластинку

Пластинка в четверть длины волны

Вырезанная параллельно оптической оси кристаллическая пластинка, для которой оптическая разность хода между обыкновенным (o) и необыкновенным (e) лучами

$$(n_o - n_e)d = \frac{\lambda}{4}, \text{ или}$$

$$(n_o - n_e)d = \pm \left(m + \frac{1}{4}\right) \lambda$$

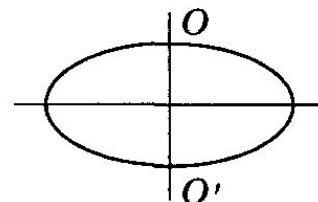
$$(m = 0, 1, 2, \dots),$$

где знак плюс соответствует отрицательным кристаллам, минус — положительным

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e)d = \frac{\pi}{2}.$$

Тогда формула (1) принимает вид

$$\frac{E_o^2}{E_{o1}^2} + \frac{E_e^2}{E_{e1}^2} = 1$$



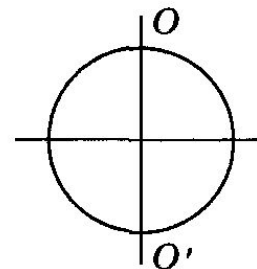
(на выходе из пластинки свет эллиптически поляризованный: эллипс ориентирован относительно главных осей пластинки)

При $\alpha = 45^\circ$

$E_{o1} = E_{e1}$ и (*)

принимает вид

$$E_o^2 + E_e^2 = E_{o1}^2$$



(на выходе из пластинки свет циркулярно поляризованный)

Прохождение плоскополяризованного света сквозь пластинку

Пластинка в полдлины волны
Вырезанная параллельно оптической оси кристаллическая пластинка, для которой оптическая разность хода между *o*- и *e*-лучами

$$(n_o - n_e)d = \frac{\lambda}{2} \quad \text{или}$$

$$(n_o - n_e)d = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda$$

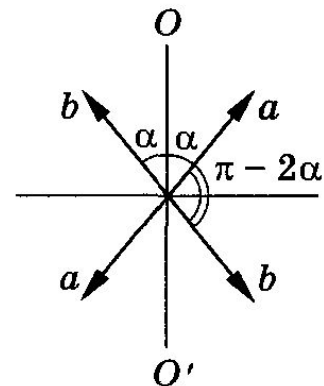
$$(m = 0, 1, 2, \dots),$$

где знак плюс соответствует отрицательным кристаллам, минус — положительным

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) = \pi.$$

Тогда формула (*) принимает вид

$$\frac{E_o}{E_{o1}} + \frac{E_e}{E_{e1}} = 0$$



(на выходе из пластинки свет плоскополяризован, но направление колебаний меняется на угол $\pi - 2\alpha$, переходя в *bb*)

Пластинка в целую длину волны
Вырезанная параллельно оптической оси кристаллическая пластинка, для которой оптическая разность хода между *o*- и *e*-лучами

$$(n_o - n_e)d = \lambda \quad \text{или}$$

$$(n_o - n_e)d = \pm m \lambda$$

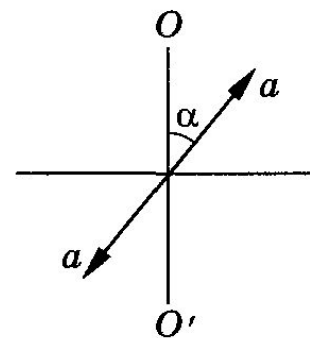
$$(m = 0, 1, 2, \dots),$$

где знак плюс соответствует отрицательным кристаллам, минус — положительным

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) = 2\pi.$$

Тогда по формуле (*) принимает вид

$$\frac{E_o}{E_{o1}} - \frac{E_e}{E_{e1}} = 0$$



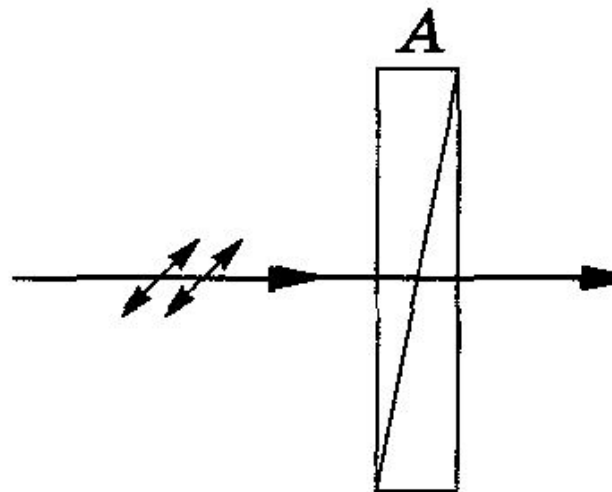
(на выходе из пластинки свет плоскополяризован, без изменения направления колебаний (колебания вдоль *aa*))

АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Плоскополяризованный свет

При вращении анализатора (А) вокруг направления луча интенсивность света изменяется, и если при некотором положении А свет полностью гасится, то свет — **плоскополяризованный**.

Если падающий свет — естественный, то при вращении анализатора интенсивность проходящего света не изменяется.



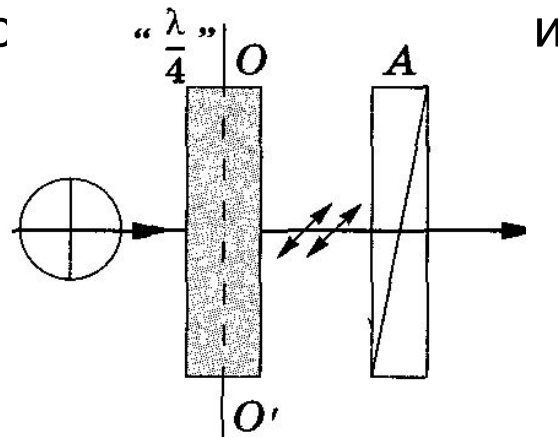
Циркулярно поляризованный свет

В циркулярно поляризованном свете разность фаз ϕ между любыми двумя взаимно перпендикулярными колебаниями равна $\pm\pi/2$. Если на пути этого света поставить пластинку « $\lambda/4$ », то

она внесет дополнительную разность фаз $\pm\pi/2$.
Результирующая разность фаз будет 0 или π .

Тогда на выходе из пластинки свет — плоскополяризованный и может быть погашен поворотом анализатора.

Если падающий свет — естественный, то при вращении анализатора при любом положении пластинки « $\lambda/4$ » интенсивность не меняется. Если полного гашения не достичь, то падающий свет — с циркулярно поляризованного.



Эллиптически поляризованный свет

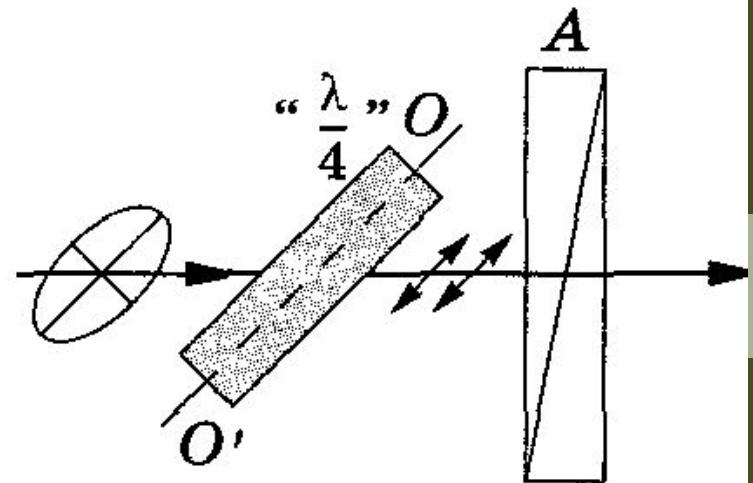
Если на пути эллиптически поляризованного света поместить пластинку « $\lambda/4$ », оптическая ось которой ориентирована параллельно одной из осей эллипса, то она внесет дополнительную разность фаз $\pm\pi/2$.

Результирующая разность фаз будет 0 или π . Тогда на выходе из пластинки

свет — плоскополяризованный и может быть погашен поворотом анализатора.

Если падающий свет — частично поляризованный, то при вращении анализатора при любом положении пластинки интенсивность изменят

минимальной до максимальной, но полного гашения не достигнет.



ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Опытным путем доказано, что когерентные лучи, **поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, не интерферируют.** Интерференция наблюдается лишь тогда, когда колебания во взаимодействующих лучах совершаются вдоль одного направления. Поэтому обыкновенный и необыкновенный лучи, выходящие из кристаллической пластинки, хотя и являются когерентными и между ними возникает разность фаз, зависящая от расстояния, пройденного ими в пластинке, интерферировать не могут, поскольку они поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. ***Чтобы наблюдать интерференцию поляризованных лучей, надо выделить из обоих лучей компоненты с одинаковыми направлениями колебаний.***

Выделение компонентов с одинаковыми направлениями колебаний

Кристаллическая пластинка, вырезанная из одноосного кристалла параллельно оптической оси OO' , помещается между поляризатором P и анализатором A . Параллельный пучок света на выходе из P превращается в плоскополяризованный.

В кристаллической пластинке o - и e -лучи распространяются в направлении падения, но с разными скоростями.

Анализатор A пропускает колебания, поляризованные в одной плоскости: электрические векторы вышедших из анализатора A o - и e -лучей совершают колебания вдоль одного направления, т. е. возможна интерференция.

ИСКУССТВЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ

Сообщение оптической **анизотропии** естественно изотропным веществам, если они подвергаются **механическим напряжениям, помещаются в электрическое или магнитное поле.**

В результате вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает соответственно с направлениями деформации, электрического или магнитного полей.

Получение оптически анизотропных веществ

<i>Вид воздействия</i>	<i>Вещества</i>	<i>Мера возникающей оптической анизотропии</i>
Одностороннее сжатие или растяжение	Кристаллы кубической системы	$n_o - n_e = k_1 \sigma$
Электрическое поле	Жидкости, аморфные тела, газы, стекла	$n_o - n_e = k_2 E^2$
Магнитное поле	Жидкости, стекла, коллоиды	$n_o - n_e = k_3 H^2$

[k_1, k_2, k_3 — постоянные, зависящие от свойств вещества; σ — напряжение, вызвавшее деформацию; E и H — напряженности электрического и магнитного полей; $(n_o - n_e)$ — разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении, перпендикулярном оптической оси]

Эффект Керра

Оптическая анизотропия прозрачных веществ под воздействием однородного электрического поля.

Механизм эффекта Керра

Обусловлен *различной поляризуемостью молекул диэлектрика по разными направлениям.*

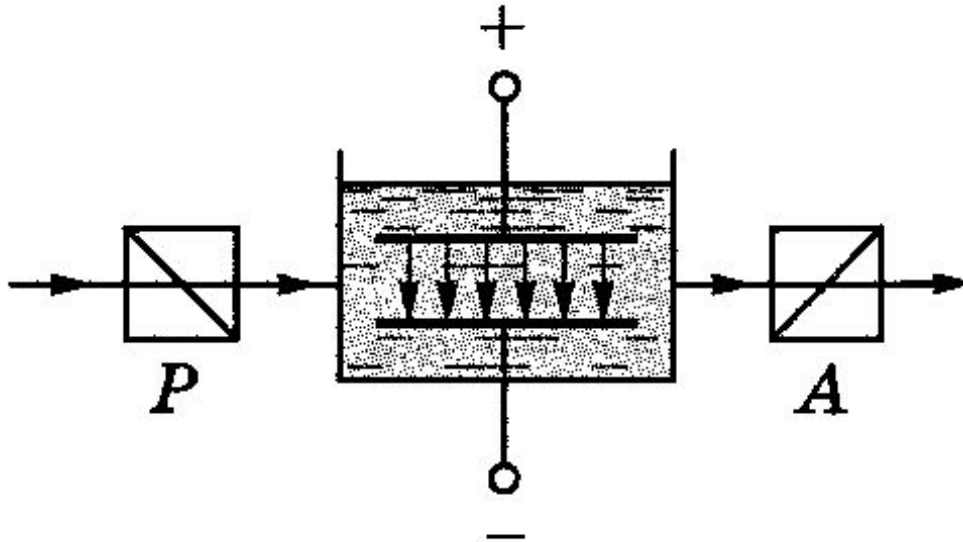
Электрическое поле ориентирует полярные молекулы вдоль поля и индуцирует электрический момент у неполярных молекул.]

Поэтому показатели преломления (следовательно, и скорости распространения в веществе волн, поляризованных вдоль и перпендикулярно] вектору напряженности электрического поля) становятся различными к возникает двойное лучепреломление.

Ячейка Керра

Кювета с жидкостью, в которую внесены пластины конденсатора, помещена между скрещенными поляризатором и анализатором.

При отсутствии электрического поля свет через систему не проходит. При его наложении среда становится анизотропной, а выходящий из ячейки свет — эллиптически поляризованным и частично проходит через анализатор.



Разность фаз φ , возникающая между обыкновенным и необыкновенным лучами

Измеряется с помощью помещаемого перед анализатором компенсатора (устройства, с помощью которого разность хода между двумя лучами сводится к нулю).

$$\varphi = 2\pi l \frac{n_o - n_e}{\lambda} = 2\pi B l E^2$$
$$(B = k_2/\lambda)$$

[l — длина кюветы; $B = k_2/\lambda$ — *постоянная Керра* (k_2 — постоянная, зависящая от свойств вещества); E — напряженность электрического поля; λ — длина волны; n_o и n_e — показатели преломления вещества для обыкновенного и необыкновенного лучей]

Вращение плоскости поляризации (или оптическая активность)

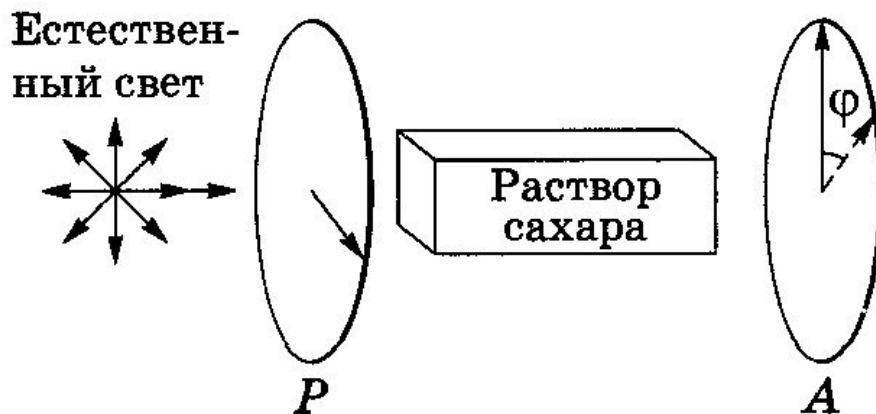
Способность некоторых веществ (кварц, сахар, водный раствор сахара, скипидар и др.) в отсутствие внешних воздействий вращать плоскость поляризации (плоскость, проходящую через электрический вектор E и световой луч). Вещества, вращающие плоскость поляризации, называются **оптически активными**.

Наблюдение вращения плоскости поляризации

Плоскополяризованный свет, выходя из поляризатора, проходит через раствор сахара.

Скрещенные поляризатор и анализатор за кюветой с раствором гасят свет не полностью. Если A повернуть на угол ϕ , то наступает полное гашение света.

Следовательно, свет после прохождения системы остается плоскополяризованным, но раствор поворачивает плоскость поляризации света на угол ϕ .



Угол поворота плоскости поляризации

Оптически активные кристаллы и чистые жидкости

$$\varphi = \alpha d$$

Оптически активные растворы

$$\varphi = [\alpha] C d$$

Оптическая активность обусловлена как строением молекул вещества (их асимметрией), так и особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

[d — расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе; α [$[\alpha]$] — *удельное вращение*, численно равное углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации для растворов); C — массовая концентрация оптически активного вещества в растворе (кг/м³)]

Право- и левовращающие ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫЕ ВЕЩЕСТВА

Правовращающие вещества

Вещества, у которых плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, поворачивается вправо (по часовой стрелке).

Левовращающие вещества

Вещества, у которых плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, поворачивается влево (против часовой стрелки).